

**Zur Teilchenbilanz in Glimmentladungen:
Entwicklung einer rechnergesteuerten Messapparatur
und
Erste experimentelle und theoretische Ergebnisse
in Wasserstoff**

Bernd Wunderer

1975



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551910_0067

Zur Teilchenbilanz in Glimmentladungen:

Entwicklung einer rechnergesteuerten Messapparatur
und

Erste experimentelle und theoretische Ergebnisse
in Wasserstoff

Inaugural-Dissertation zur Erlangung der Doktorwürde
des

Fachbereichs Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München
vorgelegt von

Bernd Wunderer aus Rain/Lech

am 31. Januar 1975



Erster Berichterstatter :Prof. Dr. A. Heisen
Zweiter Berichterstatter :Prof. Dr. R. Wienecke
Tag der mündlichen Prüfung : 9.Juni 1975

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

Liste durchgehend verwendeter Symbole

1. Einleitung

- 1.1. Einführung: Bilanzprozesse in Niederdruckplasmen
- 1.2. Ziele der Arbeit

2. Entwicklung einer rechnergesteuerten Messapparatur

- 2.1. Grundkonzept
- 2.2. Mechanischer und vakuumtechnischer Aufbau
- 2.3. Allgemeine Aspekte der Datenerfassung und der Steuerung des Experiments
 - 2.3.1. Empfindlichkeit und Zeitauflösung als Kriterien für die Notwendigkeit eines Vielkanalverfahrens
 - 2.3.2. Vorteile eines Kleinrechners für die Steuerung des Experiments
 - 2.3.3. Zur "Steuerbarkeit" der Parameter des Experiments
 - 2.3.4. Realisierung eines schnellen Vielkanalanalysators mit dem PDP 11
- 2.4. Aufbau des Messsystems
 - 2.4.1. Systemkonfiguration
 - 2.4.2. Systemkomponenten: Aufbau und Funktion
 - 2.4.3. Mechanischer Aufbau
- 2.5. Verwendung des Systems bei den bisherigen Messungen

3. Experimentelle und theoretische Ergebnisse in Wasserstoff-Glimmentladungen

- 3.1. Messungen und ihre Auswertung
 - 3.1.1. Das Abklingen des Entladungsstroms
 - 3.1.2. Sondenmessungen
 - 3.1.3. Massenspektrometrische Messungen

- 3.2. Diffusionsmodell für ein Plasma mit mehreren Ionenkomponenten unterschiedlicher räumlicher Verteilung
 - 3.2.1. Stromtransportgleichungen und "ambipolares Feld"
 - 3.2.2. Dichtebilanzgleichungen
 - 3.2.3. Diskussion der Gültigkeit "proportionaler" Lösungen: das "Behältermodell"
 - 3.2.4. Zusammenfassung und Diskussion vorliegender Arbeiten
 - 3.2.5. Grenzen des quasineutralen Diffusionsmodells
 - 3.2.6. Berechnung von Lösungen des Diffusionsmodells
 - 3.2.7. Eigenschaften der Lösungen: Vergleich mit Experimenten

4. Zusammenfassende Diskussion

- 4.1. Leistungsfähigkeit von Messmethode und Messsystem
- 4.2. Gelöste und offene Fragen der Dichtebilanz im Wasserstoff-Glimmlicht
- 4.3. Beziehung zum Attachment-Modell
- 4.4. Abschluss und Ausblick

5. Literaturverzeichnis

6. Anhang

- 6.1. Vorschlag für eine "Nachbeschleunigungs"-Sonde
- 6.2. Rechnerprogramme

7. Abbildungen

Zusammenfassung

Zur Messung der Elektronendichte und -temperatur mit Langmuirsonden und der Ionenwandströme mit einem Massenspektrometer im Glimmlicht anomaler Entladungen mit Ortsauflösung im stationären Fall und zur Messung der Zeitverläufe dieser Grössen nach Abschalten der Entladung wurde ein digitales Masssystem auf Rechnerbasis entwickelt, das auch eine Steuerung der wesentlichen Parameter des Experiments übernimmt.

Die ersten Messungen an Wasserstoffglimmentladungen im Druckbereich 0.1 bis 0.4 mbar brachten folgende Ergebnisse:

Die Sondentheorie von Laframboise ist nur im Elektronenstrombereich sicher anwendbar, eine Kugelsonde ist günstiger als eine Zylindersonde.

Die Elektronendichte wächst mit zunehmender Reinheit. Für die Verminderung der Dichte bei Anwesenheit von Verunreinigungen sind Ionenmolekülprozesse (hauptsächlich des Ions H_3^+) verantwortlich, deren Endprodukte grössere Rekombinationskoeffizienten als H_3^+ haben.

Insbesondere die Lebensdauern der Ionen H^+ und H_3^+ im abklingenden Plasma bei 0.35 mbar werden durch einen Wasserpartialdruck von nur 10^{-5} mbar bereits halbiert, ein Vergleich mit z.Zt. noch unveröffentlichten Messungen der Ratenkonstanten für die Reaktionen dieser Ionen mit H_2O zeigt befriedigende Übereinstimmung.

Neben H_3O^+ ist das Ion der Masse 29 (HCO^+ oder HN_2^+) das häufigste Verunreinigungs-Ion.

Das quasineutrale ambipolare Diffusionsmodell eines Mehrkomponentenplasmas auf der Basis der phänomenologischen Stromtransportgleichungen wurde neu formuliert. Es zeigt sich, dass die bisherige Form der Diffusionsterme in allen Fällen, in denen räumlich unterschiedliche Dichteverteilungen der Ionenkomponenten vorliegen, nicht anwendbar und auf den Fall der Grundmode-Diffusionsverteilung im späten Abklingplasma beschränkt ist.

Die mit Hilfe numerischer Methoden berechneten Lösungen dieses Modells beschreiben die gemessenen Zeitverläufe der Ionenwandströme qualitativ gut. Auch die zeitliche Änderung des radialen Dichteprofiles wird gut beschrieben. Bei der Absolutdichte ist ein Faktor von der Grössenordnung 2 dadurch zu erklären, dass bei den Rechnungen erst eine Reaktion berücksichtigt und die Axialdiffusion vernachlässigt wurde.

Als wichtigste Konsequenz für die Auswertung von Ionenwandströmen ergibt sich, dass die Annahme, die Ionenwandströme seien ein Mass für die Ionendichten in der Achse, zu Fehlern von bis zu 100 % führen kann.

Die in der Vergangenheit beobachteten, in der Plasma-dichte linearen "Attachmentverluste" können durch einen Konversionsprozess positiver Ionen ebensogut beschrieben werden: Ist der Rekombinationskoeffizient der Sekundärionen sehr gross, so wird die Verlustfrequenz durch den Konversionsprozess bestimmt und ist daher in der Plasma-dichte, welche annähernd gleich der Dichte der positiven Primärionen ist, linear. Dies wird durch die Ergebnisse vereinfachter Modellrechnungen bestätigt.

Liste der durchgehend verwendeten Symbole und Einheiten

1. Skalare Grössen und Konstanten:

n, N	: Teilchendichte absolut und in normierter Darstellung	
U	: $= \frac{KT}{e}$ Voltäquivalent der Temperatur T , kurz "Temperatur"	
V	: Spannung, auch Volumina (Unterscheidung im Text)	
I	: Stromstärke	
b	: Beweglichkeit	
D	: Diffusionskoeffizient	
K	: Ratenkoeffizient (mit Indizes)	$\propto$ Rekombinationskoeffizient
C	: Konzentration	
e	: Elementarladung	p Gasdruck
m	: Masse	
M	: Molekulargewicht	
ν	: Verlustfrequenz oder Plasmaerzeugung	
λ, Λ	: charakterische Längen	

2. Vektorielle Grössen

$\underline{E}$	elektrische Feldstärke
$\underline{\Gamma}$	<u>Teilchenstromdichte</u>

3. Indizes

E	: Entladung
i, j	: (1...N): Ionensorten
e	: Elektronen
l	: (1...M): Neutralgaskonstituenten
k	: Stützstelle (bei numerischer Rechnung)
c	: Konversion
p	: Plasma
a	: ambipolar, auch "Attachment"
D	: Debye
(o)	: für Neutral-
(j)	: Iteration (num.Rechnung)
(j)	: Produkt bei Ratenkoeffizienten

Einheiten: Es werden durchgehend SI-Einheiten verwendet.

Als Druckeinheit wird das mbar verwendet

(1 Torr $\cong$ 1.33 mbar).

Dichten werden in cm^{-3} angegeben.

Reduzierte Grössen:

werden explizit ausgeschrieben, z.B.:

$$\lambda(p) = (\lambda p)/p \quad b_e(p) = (b_e p)/p$$

$$v_c(p) = (v_c/p) p$$

Gleichungen:

werden mit der Nummer des Kapitels versehen

und in einem Kapitel forlaufend durchnummeriert:

(3-1) (4-5)

Reaktionsgleichungen

werden gesondert von Gleichungen numeriert:

(3-R3)

1. Einleitung

1.1. Einführung: Teilchenbilanzprozesse in Niederdruckplasmen

Für den Plasmaphysiker ist ein räumlich inhomogenes Plasma durch die lokale Angabe seiner Dichte und der Temperaturen (bzw. Energieverteilungen) der Elektronen und Ionen in der Regel vollständig beschrieben.

Im Falle einer Niederdruckentladung "geringer Intensität" /1/ ist das Plasma im Neutralgas der Entladung stark verdünnt; der Ionisierungsgrad ist klein. Die sich einstellende Plasmadichteverteilung und der Absolutwert dieser Dichte hängen bei vorgegebener räumlicher Verteilung der Plasmaerzeugung von den Transporteigenschaften der Ladungsträger im Gas und von ihrer Rekombination ab. Den Ionen kommt dabei die entscheidende Rolle zu. Dies ist in dem Sinne zu verstehen, dass die ambipolaren Diffusionskoeffizienten /2-4/ (bestimmt durch die Ionenbeweglichkeit) und die Rekombinationskoeffizienten charakteristische Größen der Ionen sind, während die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Gas und den Ionen nur indirekt über ihre Temperatur in die "Bilanzkoeffizienten" eingeht. Ionisation durch Plasmaelektronen sei hierbei ausgenommen, was für ein Elektronenstrahlplasma wie das negative Glimmlicht, ein abklingendes oder ein durch Photoionisation erzeugtes Plasma erlaubt ist.

Die Ionen sind Reagentien im chemischen Sinne, welche mit dem "im Überschuss" vorhandenen Neutralgas reagieren können. Oft sind deshalb "Ionen-Molekül-Reaktionen" /5-7/ entscheidend für die Dichtebilanz der Ionenkomponenten in einem Plasma kleinen Ionisierungsgrades. Wenn sich die Beweglichkeiten oder Rekombinationskoeffizienten der verschiedenen Komponenten stark voneinander unterscheiden, haben solche Reaktionen auch entscheidenden Einfluss auf die Einstellung der Plasmadichte (als Summe der Dichten der Ionenkomponenten).

Will man für ein solches Plasma eine Dichtebilanz aufstellen, so ist die Kenntnis der Neutralgaszusammensetzung, der Raten aller möglichen Ionen-Molekülprozesse, und der Beweglichkeiten und Rekombinationskoeffizienten aller Ionenkomponenten dafür Voraussetzung. Umgekehrt ergibt eine Messung der Elektronen- und Ionendichten die Möglichkeit zur Bestimmung unbekannter Koeffizienten, die ausser für die Beschreibung des Plasmas auch für die Atom- und Molekülphysik sowie für die Chemie von Bedeutung sind. Messungen an Plasmen können hier die vielfältigen Methoden von Strahlexperimenten, Ionen-Zyklotron-Resonanz, Messungen in Ionenquellen von Massenspektrometern usw. /5-9/ ergänzen.

1.2. Ziele dieser Arbeit

Das Grob- oder Fernziel dieser Arbeit ist die Weiterentwicklung der experimentellen und die Bereitstellung theoretischer Methoden zur Messung aller Parameter und vollständigen Beschreibung der Dichtebilanz eines Niederdruckplasmas, dessen Erzeugungsmechanismus wir als wohlverstanden ansehen können, nämlich des negativen Glimmlichts einer anomalen Entladung /10,11/. Durch Vergleich von Experiment und theoretischer Beschreibung soll einerseits ein Beitrag zum besseren Verständnis der Dichtebilanz geleistet werden, um dann andererseits die Bestimmung von unbekannten Koeffizienten im Elektronenstrahlplasma des Glimmlichts vornehmen zu können, welches bisher dazu nicht verwendet wurde. Daraus ergeben sich folgende Teil- oder Nahziele:

1.) Entwicklung einer Apparatur zur Messung der Dichten von Elektronen und Ionen in stationären und abklingenden Glimmentladungen. Da die Dichten der Ionenkomponenten einzeln gemessen werden sollen, ist der Einsatz eines Massenspektrometers erforderlich, mit dem ausserdem Neutralgasanalysen durchgeführt werden können. Eine räumliche Auflösung der Messungen gestattet den Vergleich mit Modellrechnungen, in denen die Diffusion der Ladungsträger berücksichtigt ist; Messungen an stationären und abklingenden Entladungen liefern teilweise redundante Information, welche die Konsistenz der Modellvorstellungen zu überprüfen erlaubt. Der Aufbau des Vakuumteils

der Apparatur soll zur Klärung des Einflusses von Verunreinigungen im Neutralgas die Verwendung von Gasen auch höchster Reinheit und von Gasmischungen ermöglichen.

2.) Die Erfassung der Messdaten erfordert wegen der Menge und Geschwindigkeit des Datenanfalls den Einsatz eines Kleinrechners. Dieser wird gemäss einem Vorschlag der Deutschen Forschungsgemeinschaft, welche die Mittel zum Aufbau des Experiments zur Verfügung gestellt hat, auch zur Steuerung der experimentellen Parameter verwendet.

3.) Die Modellbeschreibung eines Plasmas mit mehreren Ionenkomponenten /13/ ist nur für Spezialfälle gültig. Die Herleitung der Diffusionsgleichungen bedarf einer Neudiskussion; zur Lösung der entstehenden Systeme partieller Differentialgleichungen müssen numerische Methoden /11,12/ eingesetzt werden.

4.) Für das Wasserstoff-Glimmlicht ergibt eine phänomenologische Modellbeschreibung mit einem zur Dichte proportionalen Volumenverlust ("Attachment")-Term /11,12,13/ die beste Übereinstimmung mit der gemessenen Abhängigkeit /15-18/ der Maximaldichten vom Gasdruck und Entladungsstrom. Auch in mehreren Abklingexperimenten /19-21/ werden Attachment-Verluste nachgewiesen. Andererseits sind aus /14/ und /17/ auch Hinweise auf Rekombination (quadratischer Volumenverlust) zu entnehmen; ebenso ergeben sich aus älteren Abklingexperimenten /21-22/ (s.a. /7/, Bd. IV, S. 2254) widersprüchliche Werte für die Rekombinationskoeffizienten.

Die Axialprofile der Ionenkomponenten im Glimmlicht haben Dawson und Tickner /23/ gemessen, aber nicht mit einer Dichtebilanz in Einklang zu bringen versucht, was Schmidt /24/ ansatzweise für die positive Säule getan hat. Die Rolle der negativen Ionen /25-27/ ist nach wie vor ungeklärt; die Ratenkoeffizienten für Reaktionen positiver Wasserstoffionen mit möglichen Verunreinigungen sind zu Beginn der Messungen erst teilweise und nur der Grössenordnung nach bekannt /28,29/.

Aufgrund der geschilderten widersprüchlichen Situation, und um einen Beitrag zur Klärung zu leisten, werden die ersten Messungen in Wasserstoff durchgeführt, zumal neuere selektive Abklingexperimente /30,31/ und auch Strahlexperimente /32/ zeigen, dass die (dissoziative) Rekombination der Wasserstoff- und insbesondere der Hydroniumionen offensichtlich doch von erheblicher Grössenordnung ist.

2. Entwicklung einer rechnergesteuerten Messapparatur

2.1. Grundkonzept

Die Forderung nach lokaler Messbarkeit der Elektronendichte und -temperatur ist am leichtesten mit einer Langmuir-Sonde /33/ zu erfüllen, welche in einer Ebene senkrecht zur Rohrachse radial verschoben wird /16,17/. Macht man die Elektroden der Entladung axial verschiebbar, so ist jeder Punkt mit der Sonde zu erreichen.

Das Massenspektrometer zur Ionenanalyse /34-37/ muss durch eine Druckstufe vom Entladungsrohr getrennt sein, damit nicht Stösse der Ionen mit dem Gas die Messung verfälschen oder gar unmöglich machen können. Zur Aufrechterhaltung der Druckdifferenz zwischen Entladungsrohr und Analysator ist eine Blende kleiner Öffnung erforderlich, die an der Wand des Entladungsrohres angebracht wird. Der Ionenstrom durch eine isolierte Blende ergibt als "ambipolarer Effusionsstrom" /38/ Aussagen über die Dichtegradienten an der Rohrwand. Eine metallische Blende kann auch als "Lochsonde" /39/ betrieben werden, indem man ihr vom Floating-Potential abweichende Spannungen aufprägt.

Der Nachteil der an der Rohrwand angebrachten Blende, keine Aussagen über die Radialverteilung der Ionendichten zuzulassen, könnte nur durch eine "Massenspektrometersonde" nach Boyd /40/ vermieden werden, die aber wegen ihres unvermeidlich grossen Durchmessers (≈ 1 cm) zu einer starken Störung der Dichteverteilung führen würde und daher unbrauchbar ist. Eine im Anhang vorgestellte, bisher nur als Vorschlag existierende "Nachbeschleunigungs-sonde" würde nur noch 3.5 mm Durchmesser haben.

2.2. Mechanischer und vakuumtechnischer Aufbau

Die Untersuchung von Entladungen in Gasen mit Verunreinigungs-konzentrationen im ppm-Bereich erfordert eine ausheizbare Appa-ratur. Das Entladungsrohr und die Massenspektrometerkammer (Abb. 1) sind daher aus Edelstahl mit kupfergedichteten Schnei-denflanschen aufgebaut. Die Entladung brennt in einem Glasrohr, welches im senkrechten Stahlrohr aufgehängt ist und vom Gas durchströmt und umspült wird. In der Mittelebene werden durch drei Bohrungen die Extraktionsblende und zwei Sonden eingeführt. Eine temperaturkompensierte Aufhängung vermeidet eine Verschie-bung der Mittelebene und damit eine Beschädigung von Blende oder Sonden beim Ausheizen.

Die Elektrodenführungen sind mit Membranfederbälgen gedich-tet, die einen Hub von 30 cm relativ zur Sondenebene zulassen, so dass die Entladung an der Messebene vorbeigeschoben werden kann. Diese Verschiebung wird durch Spindeln erzeugt, die über Zahnradgetriebe von Schrittmotoren angetrieben werden. Auch die Bewegung der Sonden wird durch Spindeln bewirkt; es wird jedoch nur eine von einem Motor getrieben.

Die Stirnflächen der Elektroden sind durch Glasanschmelzung von den Führungsrohren isoliert. Die Zuführung der Spannungen und die Kühlung mit Pressluft erfolgen konzentrisch über das Innere der Rohre. Als Extraktionsblende für die Ionen dient eine 50 μ m-Elektronenmikroskopblende, eingepresst in einen Kupferträger, der in die entsprechende Bohrung des Glasrohres ragt. Dieser ist mit einem keramischen Kleber auf einer Glas-scheibe befestigt, welche in einem radial beweglichen Federbalg sitzt, der die Quadrupolkammer vom Entladungsrohr trennt. Das Quadrupol⁺, ein dynamisches Massenspektrometer /41/, welches für Plasmamessungen als optimal angesehen wird /42,43/, ist ebenfalls durch einen Federbalg justierbar gemacht.

⁺(Typ : Balzers QMA 101)

Die Entladung und die Stellung der Elektroden können durch drei Sichtfenster beobachtet werden; ausserdem sind so optische Messungen möglich. Das mittlere Fenster erlaubt zusammen mit der Glasscheibe des Blendenträgers auch eine Überprüfung der Justierung des Quadrupols relativ zur Blende und der Funktion des Heizfadens der nicht demontierten Quadrupol-Ionenquelle.

Insgesamt hat der Aufbau den Vorteil, dass das Glasrohr im Falle einer Verschmutzung durch Kathodenzerstörung leicht ausgebaut und gereinigt werden kann. Wichtig ist auch die Möglichkeit, durch Einsetzen von Rohren verschiedener Durchmesser (40-80 mm) eine Variation der Diffusionslänge und damit eine Variation des Verhältnisses zwischen Volumen- und Wandverlusten um den Faktor 4 zu erzielen. Dem steht als Nachteil die schwierigere Kontrolle der Temperaturverhältnisse des nicht direkt zugänglichen Rohres gegenüber.

Der Pumpstand (Abb. 2) ist aus Öldiffusionspumpen mit wassergekühlten Dampfsperren und Kugelkühlfallen aufgebaut mit einer Drehschieberpumpe mit Zeolith-Falle als Vorpumpe. Die Ventile gestatten die Kontrolle der verschiedenen Betriebs-situationen (UHV-Pumpen mit Hintereinanderschaltung beider Diffusionspumpen, Brennen der Entladung mit hohem Gasdurchstrom bei gleichzeitigem Hochvakuum im Analysatorraum, Evakuieren des Gaseinlasses) mit einem Minimum an Aufwand.

Der Enddruck nach Ausheizen der Apparatur ist kleiner als 10^{-8} mbar, auch ohne Ausheizen werden nach einer Öffnung der Apparatur innerhalb weniger Stunden weniger als 10^{-7} mbar erreicht. Das Restgasspektrum, gemessen mit dem Quadrupol, zeigt als Hauptverunreinigungen Luft aus kleineren Lecks (Leckrate $< 10^{-7}$ mbar l/s) und in unausgeheiztem Zustand Wasser.

Das Gas wird über ein servogesteuertes Dosierventil (Granville-Philips) in das Entladungsrohr eingelassen. Wahlweise können eine Kühlfalle, ein Palladiumventil und eine Vorentladungsstrecke zur Gasreinigung durch Ausfrieren, Diffusion (H_2) bzw. Kataphorese /44/ zusätzlich in die Gaseinlaßstrecke eingebaut werden. Die Funktion des Pumpstandes wird von der halb-automatischen Pumpstandsteuerung überwacht, welche auch die Bedienung sehr erleichtert /45/.

2.3. Allgemeine Aspekte der Datenerfassung und der Steuerung des Experiments

2.3.1. Empfindlichkeit und Zeitauflösung als Kriterien für die Notwendigkeit eines Vielkanalverfahrens

Da bei der Messung von Teilchendichten und -temperaturen im abklingenden Plasma Signale mit Zeitkonstanten der Größenordnung 100 μ s auftreten, muss die Registrieranordnung eine genügend hohe Bandbreite besitzen; und da die Signale klein sind, ist eine Mittelwertbildung erforderlich, um sie von Störungen und Rauschen zu diskriminieren. Die Anforderungen an Sonden- und Massenspektrometermessungen werden unter diesen Aspekten im folgenden diskutiert:

2.3.1.1. Sondenmessung

Im abklingenden Plasma ergibt sich durch den Sondenstrom ein zusätzlicher Plasmaverlust, der klein sein muss gegen die eigentlichen Plasmaverluste, damit die Messung nicht verfälscht wird /46/:

$$\frac{I_s}{e V_p} \ll \frac{\langle n \rangle}{\tau_p} \quad (2-1)$$

I_s Sondenstrom
 V_p Plasmavolumen
 τ_p Plasma-Zeitkonstante
 $\langle n \rangle$ über V_p gemittelte
 Plasmadichte

Setzt man den bekannten Ausdruck für den Sättigungsstrom auf der linken Seite ein, so kann man eine Bedingung für die Sondenfläche herleiten:

$$F_s \ll \frac{\langle n \rangle V_p}{n \tau_p} \cdot \left(\frac{e U_e}{2\pi m_e} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2-2)$$

Mit für unsere Entladungen typischen Grössen und einem maximal zulässigen Fehler von 1 % für die zu messende Zeitkonstante τ_p erhalten wir als obere Grenze für die Sondenfläche bei Elektronen-Sättigungsstrom 0.2 mm^2 , und entsprechend der höheren Masse bei Ionenstrom 15 mm^2 . Die unabhängig von der Teilchensorte aus (2-1) berechenbaren grössten zulässigen Ströme liegen bei zu messenden Plasmadichten von 10^{11} bis 10^8 cm^{-3} in der Grössenordnung 10^{-4} bis 10^{-7} A .

Bei der Abschätzung der erforderlichen Bandbreite der Messanordnung muss man von den kleinsten vorkommenden Zeitkonstanten ausgehen. Aus Gründen der Einfachheit werde ein exponentiell abklingendes Signal angenommen, mit einem Amplitudenspektrum der Form:

$$A(\omega) \propto \frac{1}{(1 + \omega^2 \tau_p^2)^{\frac{1}{2}}} \quad \begin{cases} \rightarrow 1 \quad (\omega \rightarrow 0) \\ \rightarrow \frac{1}{\omega \tau_p} \quad (\omega \rightarrow \infty) \end{cases} \quad (2-3)$$

Mit $\tau_p = 50 \text{ } \mu\text{s}$ liegt die "Eckfrequenz" dieses Spektrums (Schnittpunkt der angegebenen Asymptoten) bei 3.2 kHz. Damit spektrale Anteile von einigen Prozent der Amplitude bei kleinen Frequenzen verzerrungsfrei gemessen werden können, ist eine Bandbreite des Meßsystems von der Grössenordnung 50 kHz erforderlich.

Diese beiden Forderungen: hohe Empfindlichkeit und relativ grosse Bandbreite lassen sich am besten mit einem Mittelwertrechner erfüllen, der nach dem Abtast(Sampling)-Prinzip arbeitet: Das Signal wird in festen Intervallen mit definierter Lage zum Beginn des Abklingens kohärent abgetastet und digitalisiert. Durch Bildung des Mittelwertes aus einer Anzahl N reproduzierbarer Messungen erreicht man eine Verbesserung des Amplitudenverhältnisses zwischen Nutzsignal und inkohärenten Störungen um den Faktor $N^{1/2}$. Die Abtastfrequenz muss mindestens doppelt so gross sein wie die höchste zu messende Frequenz /47/.

Über eine erste Anwendung eines Vielkanalanalysators bei Sondenmessungen im abklingenden Plasma wird während der Aufbauzeit unseres Experiments berichtet /48/.

2.3.1.2. Massenspektrometrische Messung

Bedingt durch den höchsten zulässigen Arbeitsdruck des Massenspektrometers von etwa 10^{-5} mbar und vor allem durch die Forderung, Linseneffekte durch Störung der Raumladungsschicht vor der Blende zu vermeiden /34/, liegt die obere Grenze für den Durchmesser dieser Blende in der Größenordnung 100 μm , wodurch der Gesamtionenstrom auf etwa 10^{-12} A nach oben begrenzt ist. Seine untere Grenze liegt bei der Forderung nach einem dynamischen Bereich von jeweils 10^3 für Nachweisempfindlichkeit und Zeitabhängigkeit bei 10^{-18} A.

Die allgemein übliche /30, 31, 36/ Zählung der Ionen hat mehrere Vorteile gegenüber einer Strommessung. Durch Diskriminierung der Ausgangsimpulse des Sekundärelektronenvervielfachers können Rauschimpulse, die nicht an der ersten Dynode entstehen, unterdrückt werden. Ausserdem entfällt eine Eichung der Empfindlichkeit für verschiedene Ionensorten.

Bei einem (relativ hohen) Strom von 10^{-14} A, einer angenommenen Öffnungszeit eines Zählers von 10 μs und einer Wiederholfrequenz der Abklingmessung von 100 Hz dauert es 100 s, bis eine statistische Genauigkeit der Zählung mit 1 % erreicht ist. Würden wir einen Einkanalzähler mit variabler Verzögerung wie Peyke /49/ benutzen, so dauerte die Gewinnung einer aus 100 Punkten bestehenden Messkurve 3 Stunden. Ein Vielkanalzähler dagegen, der während jeden Durchlaufs alle Information ausnutzt, bringt einen Zeitgewinn, der der Kanalzahl proportional ist. Erwähnt soll noch werden, dass die Weiterverarbeitung und Auswertung von Daten, die in digitaler Form vorliegen, wesentlich erleichtert ist. Dies gilt gleichermassen für die Messung mit Sonde und Massenspektrometer.

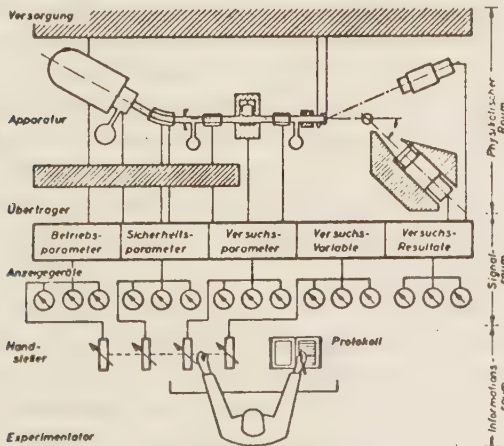
2.3.2. Vorteile eines Kleinrechners für die Steuerung des Experiments

Ein Vielkanalanalysator, als Gerät, welches zur Lösung der beschriebenen Messaufgaben normalerweise eingesetzt wird, lässt sich als digitale Datenverarbeitungsmaschine

charakterisieren, die gerade für diese speziellen Zwecke (und noch andere wie Impulshöhenanalyse) konstruiert ist, aber auch nur für diese.

Der Einsatz eines frei programmierbaren Rechners ("Minicomputer") bringt dagegen den Vorteil, dass in den auf jeden Fall erforderlichen Messpausen viele der bei unserem Experiment anfallenden Parameter eingestellt oder variiert werden können. Durch eine programmierte Rückwirkung der Messwerte auf die Parameter des Experiments ist es ausserdem möglich, die Messung in dem Sinn zu optimieren, dass genau so viel Information "produziert" wird, wie zur Erreichung vorgegebener Genauigkeitsschranken erforderlich ist.

Ferner bringt die Schliessung von Steuer- und Regelkreisen (die in einem klassischen Experiment" (Abb. aus /50/) erst durch den Experimentator geschlossen werden) durch eine automatisch arbeitende Anlage eine Entlastung des Experimentators von Routineaufgaben. Dadurch werden, sofern alle Fälle im Programm richtig berücksichtigt sind, auch Quellen für Fehler wie falsche Bedienung oder falsche Übertragung von Messwerten reduziert.



7 Klassische Versuchsanordnung

2.3.4. Zur Steuerbarkeit der Parameter des Experiments

Die Parameter, die für eine automatische Steuerung in Frage kommen, lassen sich gemäss Abb. 3 nach ihrer Wirkung auf das Messobjekt, also die Entladung, auf die Messgeräte, d.h. Sonde und Massenspektrometer, und auf die Datenerfassung klassifizieren.

So ist für die (anomale) Entladung bei vorgegebener Gasart und Rohrgeometrie der Strom eine eindeutige Funktion von Gasdruck, Spannung und Elektrodenabstand; implizit sind dadurch Plasmadichte, Ionenzusammensetzung und Teilchentemperaturen vorgegeben.

Der Sondenstrom hängt nun bei gegebener Sondengrösse von der Stellung der Sonde im Plasma und ihrer Spannung ab und ist im Abklingfall eine Funktion der Zeit; die gewonnene Messkurve schliesslich ist zusätzlich noch bestimmt durch die Übertragungscharakteristik und Verstärkung des Messverstärkers, durch die Abtastfrequenz und die Zahl der Messzyklen, über die gemittelt wird.

Anhand dieses Beispiels lässt sich die unterschiedliche Natur der zu steuernden Grössen zeigen und damit auch eine Aussage über die Realisierbarkeit der Rechnersteuerung ableiten: Die Sondenspannung etwa ist eine "analoge" Grösse mit definiertem Variationsbereich, kann in diesem Bereich aber in diskrete Schritte einer noch zu bestimmenden Auflösung zerlegt werden und ist folglich auch "digitalisierbar". Die Wahl eines Messverstärkers mit linearer oder logarithmischer Charakteristik ist dagegen durch einen einfachen Umschalter zu erreichen und entspricht genau einer einstelligen Binärzahl (1 bit). Auf der anderen Seite ist die Festlegung des Rohrdurchmessers oder der Sondengrösse nur durch Einbau anderer Komponenten in die Apparatur möglich und daher nicht durch eine Steuerung zu realisieren, wenn der konstruktive Aufwand in Grenzen bleiben soll. Andere mechanische Probleme wie die Positionierung von Elektroden und Sonde lassen sich aber wieder leicht mit digitalen Mitteln lösen.

Vergleicht man auf diese Weise Aufwand und Nutzen einer Rechnersteuerung für alle vorkommenden Systemparameter unter Berücksichtigung der speziellen Eigenschaften der von vornherein vorgegebenen Geräte wie etwa der Steuerelektronik des Quadrupols, so kommt man zu dem Ergebnis, dass der Einsatz des Rechners zur Steuerung der in Abb. 3 unterstrichenen Grössen zu rechtfertigen ist und den erhofften Nutzen bringt.

2.3.5. Realisierung eines schnellen Vielkanalanalysators mit dem PDP11

Bei den Messverfahren der Vielkanalzählung und Mittelwertbildung werden in durch eine Zeitbasis vorgegebenen Intervallen von einem Zähler bzw. ADC (Analog-Digital-Konverter) Datenworte erzeugt, die zu den bereits in einem Speicher vorhandenen Daten addiert werden müssen. Dabei ist die Adresse des Speichers der Zeitvariablen zugeordnet und wird im Takt der Zeitbasis sequentiell erhöht, bis die vorgegebene Zahl der Kanäle (Messpunkte auf der Zeitachse) ausgeschöpft ist; anschliessend folgt eine Entscheidung, ob ein neuer Messzyklus beginnen oder die Messung insgesamt beendet werden soll.

Die Befehlsstruktur und Geschwindigkeit des Rechners PDP11 (Digital Equipment Corp.) /51/ erlauben es nun, die Addition der Messwerte und das Fortschalten der Kanaladresse durch ein Programm aus nur 4 Befehlen anstatt durch "Hardware" durchzuführen. Prinzipiell könnte der Rechner selbst auch als Zeitbasis dienen, da jeder Befehl in einer definierten Zeit abläuft. Dies wäre jedoch mit den Nachteilen einer Verlängerung des Programms und damit der Messintervalle, einer Festlegung dieser Intervalle durch die Zykluszeiten des Rechners und einer ungenauen Definition des Einsatzzeitpunktes der Messung ("Jitter") zu erkaufen. Aus diesem Grunde ist es vorteilhaft, den Messtakt in einer externen Zeitbasis zu erzeugen und das Rechnerprogramm mit Hilfe einer "Warteschleife" mit diesem Takt zu synchronisieren. Dies gelingt unter der Voraussetzung, dass die Taktzeit länger ist als

die Durchlaufzeit des Messprogrammteiles ohne Warteschleife und die Daten immer eine volle Taktperiode zur Verfügung stehen, also in einem "Puffer" zwischengespeichert werden. Das entsprechende "Zeitablauf"-Diagramm zeigt Abb. 4a, während das "Flussdiagramm" des schnellen Messprogrammes in Abb. 4b dargestellt ist. Es läuft in der angegebenen Form in ca. 12,5 μ s ab, wenn die Warteschleife nicht durchlaufen werden muss (allerdings mit einer vom Hersteller angegebenen Unsicherheit von $\pm 20\%$ /51/), so dass Messintervalle bis herunter zu 15 μ s zu erreichen sind. Dies ist ohne (teuren) "direkten Kernspeicherzugriff" mit keinem anderen Kleinrechner zu erreichen, der bis 1971 auf den Markt kam.

Bei relativ langsamer Taktfrequenz (Messintervalle $> 40 \mu$ s) wäre bei diesem Vorgehen der Rechner die meiste Zeit in der Warteschleife "untätig". Dann ist es günstiger, die Daten durch Vorrangunterbrechung ("Interrupt") einzulesen. Dies geschieht in der Weise, dass bei gesetzter "Datenflagge" (Steuerbit zur Anzeige, ob gültige Daten anstehen) der Rechner automatisch ein Unterprogramm zum Einlesen der Daten anspringt. Die gewonnene Rechnerzeit steht dann für andere Aufgaben (wie Weiterverarbeitung oder Ausgabe der Daten) zur Verfügung.

Zur Messung sehr schnell ablaufender (z.B. optischer /49/) Vorgänge könnten auch die minimalen Messintervalle zu langsam sein. Dann kann, ähnlich wie beim Sampling-Oszillographen, der ein Einkanal-Messprinzip benutzt, eine höhere Taktfrequenz dadurch simuliert werden, dass man mehrere aufeinanderfolgende Messungen "ineinanderschachtelt", welche gegeneinander um einen Bruchteil des minimalen Intervalls verzögert sind. In Abb. 4c ist schematisch gezeigt, wie eine einmalige Verzögerung der zweiten Messung um die Hälfte des minimalen Intervalls eine effektive Halbierung des Messintervalls bewirkt. Aus diesem Grunde, und weil es manchmal nötig sein kann, die Messung erst zu einem späteren Zeitpunkt zu beginnen, ist die Einführung eines Parameters "Verzögerung" in die Zeitbasis günstig.

Der dritte Parameter schliesslich ist die Zahl der Messkanäle, die zusammen mit den beiden anderen die Gesamtmessdauer festlegt. Da die Zählung der Kanäle durch den Rechner wiederum zu einer Verlängerung des Programms und des minimalen Messintervalls führen würde, ist es zweckmässig, auch hierfür eine Möglichkeit in der externen Zeitbasis vorzusehen. Diese hat auch bei Ausschöpfung der vorgegebenen Kanalzahl dafür zu sorgen, dass das Messprogramm durch einen Interrupt wieder verlassen werden kann. Wie man aus Abb. 4b sieht, würde es, wenn keine Daten mehr geliefert werden, sonst "ewig" in der Warteschleife hängenbleiben.

Erzeugt man nun diese drei Parameter im Rechner selbst, so besteht die Möglichkeit, sie durch ein Überprogramm in dem im Abschnitt 2.3.2. beschriebenen Sinn zu optimieren, also die Informationsmenge und Gesamtmessdauer bei vorgegebenen Genauigkeitsanforderungen zu minimalisieren. Das Flussdiagramm eines solchen "adaptiven" Vielkanalanalysators ist in Abb. 5 dargestellt, jedoch noch nicht durch Programm realisiert.

2.4. Systemaufbau

Der Zweck dieses Abschnitts ist die Beschreibung des Systemaufbaus in Form von Blockschaltbildern, um die technische Realisierung des bis hierher abstrakten Konzept zu zeigen. Auf detaillierte Schaltbilder im Stil eines technischen Handbuchs wird verzichtet; jedoch müssen im Einzelfall logische Schaltsymbole verwendet werden, wenn dies zum Verständnis der Gesamtfunktion erforderlich ist. Über die Implementierung im einzelnen ist dadurch jedoch keine Aussage gemacht. Gelegentlich werden logische Signale mit Namen versehen und durch Buchstabenfolgen abgekürzt; bei Rechner-signalen folgen wir den Konventionen der Herstellerfirma.

2.4.1. Systemkonfiguration

Den Kern des Systems bildet ein PDP11/20 mit 4 K (4096 Worte zu 16 bit) Kernspeicher. An Ein/Ausgabegeräten stehen ein Fernschreiber mit Lochstreifenstanzer und -leser und ein Bildschirm zur graphischen Darstellung von Messwerten zur Verfügung. Für den Anschluss der Mess- und Steuerperipherie werden drei Datenkanäle ("Interfaces") DR 11A /52/ verwendet, die in Abb. 6 schematisch dargestellt sind. Über jeden dieser Kanäle kann je ein 16 bit - Datenwort ausgegeben und in den Rechner eingelesen werden, wobei die Ausgabedaten in einem Puffer gespeichert werden, dessen Inhalt der Rechner auch lesen kann. Die Leitungen NDR ("New Data Ready") und DTR ("Data transmitted") melden der Peripherie, dass neue Daten zur Ausgabe anstehen oder die einzulesenden Daten akzeptiert worden sind.

Über die Leitungen REQA und B ("Request") kann die Peripherie auf den Rechner zurückwirken; zum Aufbau von Warteschleifen werden diese Bits unter Programmkontrolle abgefragt, während bei gesetztem IEn A oder B ("Interrupt Enable") eine Vorrangunterbrechung erfolgt. Die "Priorität" der Unterbrechung ist auf der Interface-Karte durch Drahtbrücken auf eine von vier "Ebenen" festgelegt, die Antwort erfolgt nur, wenn keine Anfrage höherer Priorität zu beantworten ist und die variable Priorität des Rechenwerkes nicht höher ist als die der Anfrage.

In Abb. 7 ist das Gesamtsystem dargestellt. Die Geräte mit der höchsten Datenübertragungsrate, also ADC und Zähler, benötigen je einen eigenen Eingabekanal, die langsamere Steuerperipherie teilt sich den verbleibenden, indem über einen Teil des Ausgabekanals 1 den verschiedenen Geräten (hier noch in Blöcken zusammengefasst) eine Unteradresse zugeteilt wird, mit deren Hilfe jeweils eines ausgewählt wird. Ebenso erfolgt die Datenausgabe für diese Geräte gemeinsam über Interface 2.

Durch dieses "Multiplexen" der Steuerperipherie ersparen wir umso mehr separate Interfaces und damit Kosten, je mehr Geräte wir anschliessen. Allerdings muss jedes dieser Geräte einen eigenen Zwischenspeicher für die Daten besitzen, da jeweils nur eines direkt mit dem Rechner verkehren kann und die übrigen in dieser Zeit passiv bleiben müssen. Dies ist jedoch in unserem System nicht von Nachteil, weil die gesteuerten Parameter während der Vielkanalmessung meist statisch sind und nur während der Pausen zwischen den Messzyklen variiert werden. Soll ein Parameter, zum Beispiel die Sondenspannung oder die Ionenmasse, während der Messung dynamisch variiert werden, so muss hierzu die Unteradresse entsprechend voreingestellt werden. Diese Einstellung kann so lange bestehen, bis es erforderlich ist, ein anderes Gerät anzusprechen.

Die verbleibenden Leitungen von Interface 1 dienen zur "bitweisen" Steuerung verschiedener Funktionen, deren wichtigste das Abschalten der Entladung mit gleichzeitigem Triggern der Zeitbasis ist. Mit dem Ansprechen einer dieser Steuerleitungen lässt sich eine Neueinstellung der Unteradresse verbinden, so dass oft mehrere Aufgaben gleichzeitig mit einem Rechnerbefehl erledigt werden.

Die Steuerung des ADC (Analogkanaladresse und Betriebsart) und der Sondenmessverstärker werden über die Ausgabeleitungen von IF3 vorgenommen.

Auf der Seite des Experiments und der Messgeräte sind für die vorhandenen Geräte Anpassungsschaltungen zur digitalen Steuerung und zur Verarbeitung der Daten eingefügt; einige Komponenten, wie der Hochspannungspulser oder die Sonden Spannungseinstellung, sind spezielle Entwicklungen für dieses Experiment.

Die wichtigsten Komponenten des Systems werden im folgenden beschrieben, wobei wir nach Funktionen vorgehen.

2.4.2. Systemkomponenten: Aufbau und Funktion

2.4.2.1. Multiplex-Kanal

Über diesen Kanal (Abb. 8) findet der Datenverkehr von maximal 16 Peripheriegeräten mit dem Rechner statt. Die Unteradresse UA <00> ... <03> /IF1 wird durch NDR/IF1 in einem 4 bit-Zähler zwischengespeichert, dessen Ausgänge über einen 4/16 Decodierer jeweils genau eine der Auswahlleitungen AW 00 ... 15 ansteuern. Ausgabedaten MPA <00> ... <15> werden von dem angewählten Zwischenspeicher (Register) R mit NDR/IF1 übernommen; Eingabedaten für den Rechner sind durch "verdrahtetes Oder" auf einer gemeinsamen Schiene $\overline{\text{MP}}\overline{\text{E}}$ zusammengefasst, der Rechner übernimmt jeweils die Daten des Geräts, dessen Auswahlleitung angesteuert ist. Das INIT-Signal, welches beim Einschalten im Rechner einen definierten Ausgangszustand herstellt, ist herausgeführt, um auch in der Peripherie alle Speicher zu löschen. So soll verhindert werden, dass beim Einschalten durch zufällig auftretende Bitkombinationen unkontrollierbare Zustände entstehen. Dies ist z.B. bei der Hochspannung schon aus Sicherheitsgründen erforderlich und wird für die gesamte Peripherie angewandt.

Vor Beginn der Messung müssen die jetzt leeren Speicher mit den Messparametern geladen werden. Ein automatisches Weiterzählen der Unteradresse im Zähler durch aus den abfallenden Flanken der Signale NDR/IF2 oder DTR/IF1 erzeugte Impulse erlaubt bei gesetztem UA<06> das sequentielle Ansprechen der Multiplexregister ohne zusätzliche Rechnerbefehle zur Modifikation der Unteradresse.

Die über den Multiplexkanal gesteuerten Funktionen sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Über die Unteradressen 0 bis 2 werden die Parameter der Zeitbasis eingestellt. Die Spannungen für Druckreferenz, Extraktionsblende, Sonde und Ionenmasse werden durch Digital-Analog-Wandler ("DAC's") erzeugt. Die Schrittmotorsteuerungen zur Positionierung von Elektroden und Sonde hat Zite-Ferenczy /53/ gebaut und beschrieben. Mit der Datennormalisierung werden 16-bit-Worte durch

Tabelle 1 : Belegung des Multiplex-Kanals

Unteradr.	Funktion oder Parameter	in Gerät	verw. Bitzahl	= Bereich	Auflösung	E/A
0	Kanalzahl		8	1-256 Kan.	1 Kan.	E/A
1	Messintervall	Zeitbasis	12	2-8192 μ s	2 μ s	A
2	Verzögerung		12	1-4096 μ s	1 μ s	A
3	Druckreferenz	Druckregler	8	0/9,96 V	39 mV	A
4	Extraktionssp.	Blende	8	-10/9,92 V	78 mV	A
5	frei		-	-	-	
6	Sondenspannung	Floatingregler	12	-5,12/+5,1175 V	2,5 mV	A
7	Ionenmasse	Quadrupol	12	0/10,2375 V	2,5 mV	A
8	frei		-	-	-	
9	Schreibersteuerung	Feder XY-Schr.	2	-	-	E/A
10	Sondenverschiebung	Schrittmotor	8,3 Steuerbits	0,25/64 mm	0,25 mm	E/A
11	Elektrodenversch.	"	"	0,75/192 mm	0,75 mm	E/A
12	Datennormalisierung	Schiebereg.	16 A/12E	-	-	E/A
13	"	Vorzeichen/ohne V.	1	-	-	A
14	Interrupt-Erkennung		8	-	-	E/A
15	frei		-	-	-	-

arithmetisches Rechtsschieben auf 12 bit verkürzt und (wahlweise in Zweierkomplementdarstellung oder ohne Vorzeichen) an die 12 bit-DAC's der Bildschirmausgabe angepasst. Die Schreibersteuerung erlaubt es, diese Daten auch auf einem parallel zum Oszillographen angeschlossenen, als Punktdrucker arbeitenden XY-Schreiber analog auszugeben.

Die Unterbrechungsleitungen REQ A und B von IF1 können Interrupt-Anfragen aus acht verschiedenen Quellen verarbeiten, die mit der "Interrupt-Erkennung" (Abb. 9) ihrer Quelle eindeutig zugeordnet werden. Nach Akzeptierung des Interrupts werden die Ausgabeleitungen zum Rücksetzen der Flipflops verwendet.

2.4.2.2. Zeitbasis

Das Prinzip der Zeitbasis (Abb. 10) besteht darin, dass ein auf eine bestimmte Zahl voreingestellter Binärzähler eine feste Taktfrequenz abwärts zählt. Wenn die Null erreicht ist, wird mit dem nächsten Taktimpuls am dafür vorgesehenen Ausgang ein negativer Überlauf ("Borrow")-Impuls erzeugt. Ein davon abgeleiteter Impuls dient zum erneuten Laden des Zählers, so dass der Zyklus von neuem beginnen kann. Hat die Zahl den Wert N, so wird durch dies Vorgehen eine Frequenzteilung um den Faktor N+1 erreicht. Durch Anschliessen der Register 1 (Messintervall) und 2 (Verzögerung) des Multiplexkanals über eine "Datenweiche" (Demultiplexer), deren "Stellung" (Adresse) vom (verzögerten) Zustand des "Steuerflipflops" bestimmt wird, ist dafür gesorgt, dass beim Neustart der Zeitbasis der Untersetzer mit der Verzögerung, während der Messung dagegen mit dem Messintervall geladen wird.

Durch Setzen des Steuerflipflops unter Rechnerkontrolle wird die Zeitbasis aktiviert. Gestartet wird die Messung jedoch erst durch Setzen des Triggerflipflops, wobei der Triggerimpuls entweder gemeinsam mit dem Aktivierungsimpuls ITr erzeugt werden oder bei aktiviertem ETEn aus einer

externen Quelle stammen kann. Im letzteren Fall wird ETen beispielsweise zur Steuerung eines Relais verwendet, und ein daraus abgeleiteter Impuls ET setzt das Steuerflipflop.

Als Taktgeber für die Zeitbasis dient der im ADC eingebaute 8 MHz-Quarzoszillator. Seine Impulsfolge wird durch 8 vorgeteilt, so dass mit dem verwendeten 12-bit-Untersetzer Zeitintervalle zwischen 1 und 4096 μ s in Schritten von 1 μ s erzeugt werden können.

Aus den Ausgangsimpulsen des Untersetzers werden mit einem bistabilen (JK)-Flipflop und Gattern die Konvertierungsimpulse für den ADC KADC und die Öffnungsintervalle des Zählers ZEN abgeleitet. Dadurch wird eine weitere Frequenzteilung um den Faktor 2 erreicht, so dass die Messintervalle 2 bis 8192 μ s betragen. Der Zähler ist immer genau die erste Hälfte dieser Intervalle geöffnet; um den damit verbundenen Informationsverlust zu vermeiden, sollen in Zukunft zwei alternierend geöffnete Zähler verwendet werden.

Der zum Laden des Pufferspeichers am Zähler verwendete Impuls AZ zählt ausserdem den Messpunkte-zähler abwärts, der beim Aktivieren der Zeitbasis auf den Wert von Register 0 (Messpunkte) voreingestellt wurde. Mit dem Borrow-Impuls dieses Zählers TR (Trigger Rücksetzen) wird der Ausgangszustand der Zeitbasis durch Rücksetzen beider Flipflops wiederhergestellt. Dies geschieht jedoch nur, wenn die Steuerleitung TREN vom Rechner aktiviert ist, sonst läuft, vor allem für Testzwecke, die Zeitbasis frei weiter. TR setzt ferner das Flipflop 0 der Interrupt-Erkennung (siehe Abb. 9), welches über REQA/IF1 den in 2.3.5. geforderten Abbruch der Messschleife durch Interrupt bewirkt.

2.4.2.3. Ionenzählung

Die Anodenimpulse vom Sekundärelektronenvervielfacher des Quadrupols werden in einem Breitbandverstärker mit 50 Ω -Eingang (Chronetics 156B) um einen Faktor bis zu 100

nachverstärkt und in einem Komparator (710) diskriminiert und auf TTL-Pegel gebracht (Abb. 11). Ein 16-bit-Zähler mit vorgeschaltetem Monoflop zählt diese Impulse, wenn ZEn auf hohem Pegel ist, anschliessend wird das Ergebnis mit AZ im Puffer zwischengespeichert. Das Löschen des Zählers wird durch einen Impuls bewirkt, der auf die ansteigende Flanke von AZ folgt; dieser Impuls setzt gleichzeitig das Flipflop (FF)A, das über REQA/IF2 vom Rechner abgefragt werden oder in ihm einen Interrupt erzeugen kann. Zurückgesetzt wird FFA mit DTR/IF2, wenn der Rechner die Daten übernommen hat. Ist dies nicht geschehen, bevor neue Daten in den Puffer geschrieben werden (d.h. ist FFA bei Wiedererscheinen von AZ noch gesetzt), so wird über FFB eine Fehlermeldung erzeugt, mit deren Hilfe die als ungültig erkannte Messung abgebrochen werden kann.

Die Pulspaarauflösung des Zählsystems beträgt derzeit ca. 100 ns. Bei Poisson-Statistik der Multiplier-Impulse ist die obere Messgrenze etwa 1 MHz, d.h. Ströme bis 10^{-13} A können gemessen werden.

Durch Verwendung eines schnelleren Komparators in ECL-Technik und einer 100 MHz-Zählereingangsstufe sollte sich in der Zukunft eine Verbesserung dieser Daten um einen Faktor 10 erreichen lassen./54/

Ein Test von Zeitbasis und Zähler mit den 8 MHz aus dem ADC kann durch die Steuerleitung Test bewirkt werden. Da in diesem Falle die Zählerergebnisse leicht zu berechnen sind, können Fehler schnell erkannt werden.

2.4.2.4. Massensteuerung

Das Balzers-Quadrupol hat einen Eingang zur Programmierung der Ionenmasse durch eine Spannung; dabei entspricht eine Spannung von 100 mV einer Änderung der Massenzahl um 1. Mit dem DAC auf Unteradresse 7 des Multiplexkanals wird die Masse durch den Rechner eingestellt oder bei langsamen Messungen am stationären Plasma in Schritten zu 2,5 mV durchfahren.

Die hohe Auflösung der Steuerspannung erlaubt eine genaue Einstellung auf die Maxima der Massenlinien, wenn die Zählrate in einem Programm als Regelgrösse verwendet wird.

Zusätzlich ist es manchmal wünschenswert, Integrale über die Massenpeaks zu messen, um unter Verzicht auf die Information über deren Form und ohne Regelaufwand zur Einstellung der Maxima in kürzester Zeit ein Massenspektrum einer stationären Entladung oder des Restgases zu erhalten. Zu diesem Zweck wird die Steuerspannung ungefähr auf die Mitte vorgewählter Linien eingestellt, und während der Öffnungszeit des Zählers wird ihr eine von -50 mV bis +50 mV linear ansteigende Spannung überlagert. Diese Spannung wird in einem analogen Integrator (Abb. 12a) mit einer zum Messintervall proportionalen (im Bereich von $1-16 \times 256 \mu s$) Zeitkonstanten gewonnen. Abb. 12b zeigt als Beispiel den Verlauf der Steuerspannung bei geöffnetem Zähler ($Z_{En} = 1$) für die Massen 1 und 3.

2.4.2.5. ADC - Interface und Sondenstrommessung

Verwendet wird der ADC 5610A von Hewlett-Packard, ein stufenverschlüsselnder Typ mit 10 bit Auflösung bei ± 1 V Eingangsspannung und einer maximalen Wandlungsrate von 100 kHz (einschliesslich Kanalvorwahl aus 8 Analogeingängen und Einschwingen des Sample/Hold - Verstärkers). Die Steuerung (Wahl der Betriebsart: freilaufend oder durch Zeitbasis getaktet; Vorwahl des Analogeingangs über Adresse oder sequentielle Messung der Eingänge) erfolgt über das untere Byte (Bit 0-7) der Ausgabeleitungen von IF3, die Dateneingabe über dessen Eingabeleitungen. Der ADC zeigt das Ende der Konversion durch den Impuls DRF ("Data ready Flag") an, der zum Laden des Pufferregisters dient. FFA und FFB funktionieren wie beim Zähler (Abb. 13).

Da wir bei der Messung abklingender Sondenströme mit monoton fallenden Signalen rechnen können, steigt der Relativfehler der Konversion (der Absolutfehler ist konstant) mit dem Zeitverlauf immer weiter an. Um dies zu vermeiden, haben wir den als Strom-Spannungswandler geschalteten Sonden-

stromverstärker (Philbrick 101101) mit 8 in Zweierschritten abgestuften Messwiderständen R0 bis R7 ausgestattet (1 - 128 K Ω), die mit Hilfe eines 8-Kanal-Analogmultiplexers AM umgeschaltet werden. Aus dem Konversionsergebnis des ADC können wir durch Vergleich von Vorzeichen (Bit 9) und höchstwertigem Bit 8 feststellen, ob weniger als der halbe Vollausschlag seiner Skala ausgenutzt ist (dann sind diese Bits gleich) und in diesem Fall den Messwiderstand um den Faktor 2 erhöhen.

Das Ergebnis wäre die in Abb. 14b gezeigte Sägezahnkurve, wobei M die Zahl der Zweierpotenzen bedeutet, um die die Verstärkung erhöht wurde. Durch digitale Multiplikation mit einem Faktor 2^N mit der Nebenbedingung, dass M+N konstant ist, erhalten wir eine glatte Kurve, deren Relativfehler zu späten Zeiten reduziert ist (Abb. 14c).

Diese Multiplikation erfolgt durch arithmetisches Linksschieben im Pufferspeicher, der als Schieberegister ausgebildet ist (SR).

Das Erhöhen der Verstärkung und Reduzieren der Verschiebeteile durch den Rechner wäre bei schnellen Messabläufen zu langsam. Deshalb wird hierfür eine Steuerlogik verwendet, die ebenfalls in Abb. 13 gezeigt ist: Jedesmal, wenn die Bedingung $D<09> = D<08>$ an den Ausgängen des ADC erfüllt ist, zählt der DRF-Impuls den Zähler für die Verstärkung M um Eins auf - und den Zähler für die Multiplikation N um Eins abwärts. Ist N-K der aktuelle Inhalt des "Verschiebezählers", so werden anschliessend in einem Zähler mit Vergleicher genau N-K Taktimpulse zum Linksschieben in SR erzeugt.

Die Anfangsparameter M und N sind frei wählbar, und werden vom Rechner aus vorgegeben. Die Steuerschaltung wurde nach meinen Plänen von Zite-Ferency /55/ gebaut.

Ein zweiter Analogeingang des ADC dient zur Messung der Ausgangsspannung eines logarithmischen Verstärkers für negative Eingangsströme, dessen Eingang entweder über einen Absolutwertgleichrichter /56/ mit dem Ausgang des Linearverstärkers oder zur Messung von Elektronenströmen direkt mit der Sonde verbunden wird, so dass zur Bestimmung der Elek-

tronentemperatur logarithmierte Sondenkurven auch direkt gemessen werden können. Zur Untersuchung schneller Vorgänge mit kleinem Pegel ist der Logarithmierer jedoch zu langsam und ein linearer Verstärker daher unentbehrlich.

Die übrigen Analogkanäle des ADC dienen zur Messung weiterer Parameter wie Druck, Entladungsstrom usw..

2.4.2.6. Sondenspannungseinstellung ("Floating-Regelung")

Da die Messverstärker für den Sondenstrom als Strom-Spannungswandler geschaltet sind, um den Spannungsabfall an ihren Eingängen vernachlässigbar zu halten, liegen ihre Eingänge auf "virtueller" /57/ Erde. Deshalb wird zur Einstellung der Sondenspannung das Potential des die Sonde umgebenden Plasmas variiert, indem durch Einprägen verschiedener Spannungen an der Anode die ganze Entladung (mit erdfreier Spannungsversorgung) relativ zur Erde "hin- und hergeschoben" wird.

Das Anodenpotential wird in einer Regelschaltung erzeugt, welche die Floating-Potentiale einer Referenzsonde und der aktiven Sonde als Regelgrößen und die Ausgangsspannung des DAC ($U_A = 6$) auf dem Multiplex-Kanal als Sollwert verwendet. Mit dieser Schaltung lässt sich das Potential der aktiven Sonde, bezogen auf ihr Floating-Potential, unabhängig von den Eigenschaften des Plasmas und der Anodenoberfläche sowie von der Drift der Austrittsarbeit der Sondenoberfläche /14, 58, 59/ auf wenige mV reproduzierbar einstellen. Auf diese Weise wird es überhaupt erst möglich, die Sondenspannung vorzugeben anstatt zu messen, was für eine Mittelwertbildung unerlässlich ist. Ausserdem ist erst so eine definierte "Ankopplung" /34/ des Plasmas an das Massenspektrometer zu erreichen.

Die Schaltung wurde von uns unabhängig entwickelt, stellt sich jedoch bezüglich der Potentialverhältnisse als Abwandlung und bezüglich der Verwendung des Floating-Potentials der aktiven Sonde als Bezugspunkt als echte Verbesserung der von Musal /60/ angegebenen Schaltung heraus. Sie wurde auch bei den Messungen von Berger /61/ in einer vereinfachten Form mit Erfolg benutzt; Veröffentlichungen hierüber von meiner Seite sind /62/ und /63/.

2.4.2.7. Hochspannungspulser

Der von Taegert entwickelte Hochspannungspulser /45/ schaltet nach dem Prinzip einer Gegentaktstufe negative Spannungen bis zu 2.2 KV mit einer Verzögerung von ca. 3 μ s und einer Schaltzeit von der Grössenordnung 1 μ s auf eine vorgebbare "Restspannung" ab. Diese kurze und konstante Verzögerungszeit bringt gegenüber einem Relais, dessen Schaltverzögerung zeitlich schwankt, den grossen Vorteil, dass das Abschalten der Hochspannung und der Start der Zeitbasis bei einer Abklingmessung gleichzeitig mit demselben Steuersignal (ITr) vorgenommen werden können; der Wegfall der externen Triggerung vereinfacht die Programmierung des Systems.

2.4.2.8. Steuerleitungen

Die Datenleitungen A<08> ... <15>/IF1 dienen als Steuerleitungen für binäre Funktionen und wurden teilweise bereits erwähnt. Einige Leitungen haben zur Impulserzeugung monostabile Multivibratoren parallel geschaltet; beim Einschalten der Leitung durch den Rechner entsteht zusätzlich ein Impuls (z.B. zum Setzen der Flipflops in der Zeitbasis). Aktiviert werden alle Leitungen gemeinsam über Bit 15. Ihre Funktion und die Signalbezeichnung ergibt sich aus der folgenden Tabelle:

Tabelle 2: Steuerleitungen

Bit	Name	Impuls	Funktion	s.Kap.
8	AHS	-	Umschalten der Sonde an negative Spannung (Reinigung durch Ionen)	/53/
9	FPS	-	Umschalten der Sonde zur Messung des Floating-Potentials	(2.4.2.6)
10	HSA	ITr	HSA schaltet Hochsp. ab, ITr startet Zeitbasis	(2.4.2.2)
11	ETEn	ET	Ermöglicht externe Triggerung, ET setzt Steuerflipflop	"
12	-	-	frei	
13	TREn	-	Ermöglicht Stop der Zeitbasis durch TR-Impuls	(2.4.2.2)
14	Test	-	Ermöglicht Test des Zählers mit 8 MHz, der Sondenverstärker mit RC-Signal	(2.4.2.3)
15	MEN	-	Schaltet alle anderen Leitungen ein	

2.4.2.4. Sonstige Komponenten

Neben den beschriebenen Komponenten enthält die Anlage eine Binäranzeige mit Leuchtdioden zur Kontrolle der Daten der Peripherie, eine Meldeeinrichtung zur Fernüberwachung /56/, zahlreiche Mess- und Skalierungsverstärker für verschiedene Signale und die verschiedensten Spannungsversorgungen, deren Beschreibung zur Erklärung der Funktionsprinzipien jedoch nichts beiträgt, so dass darauf verzichtet wird.

2.4.3. Mechanischer Aufbau des Systems

Die Interfaces 1 bis 3 sind im Rechnergehäuse untergebracht, die Datenleitungen werden mit 19-adrigen Flachbandkabeln herausgeführt und sind zur Vermeidung von Übersprechfehlern alternierend mit Erdleitungen angeordnet. Da so pro Kabel 9 Signale übertragen werden können, sind pro Interface 4 Kabel erforderlich. Als Stecker dienen gedruckte Schaltungen, an welche die Adern angelötet sind.

Die vorwiegend digitalen Anteile der Peripherie sind in einem Montagerahmen (Digital Equipment H 914) untergebracht, dessen Rückseitenverdrahtung in Drahtwickel-Technik ("Wire-Wrap") ausgeführt ist. Für die Stromversorgung (steckerkompatibel mit den Moduln von Digital), das INIT-Signal und die Leitungen MPA und $\overline{MPE}$ des Multiplexkanals sind Datenschiene fest angelötet, so dass sich eine gewisse Standardisierung der Anschlussbelegung ergibt.

Beim Aufbau der Steckkarten sind wir nach Funktionen vorgegangen. So ist zum Beispiel der Taktgeber der Zeitbasis auf einer Karte untergebracht, die Register für Verzögerung und Messintervall mit Demultiplexer belegen eine zweite und der Messpunktezähler eine weitere. Die Vielzahl der Signale macht die Verwendung doppelseitig kaschierter Platten erforderlich.

Die mehr experimentseitigen Schaltungen wie Sondenmessverstärker, Massensteuerung und Diskriminator sind in Steck-

kassetten nach NIM-Norm aufgebaut und werden zusammen mit dem Chronetics-Verstärker von einem entsprechenden Überrahmen aufgenommen.

Die gesamte Elektronik des Systems wird von zwei Gestellschränken aufgenommen; im Rechnerschrank ist noch Platz für Erweiterungen (siehe Fotos 2 und 3).

2.5. Verwendung des Systems bei den bisherigen Messungen

Das System ist offen konzipiert: eine für eine spezielle Messung nicht benötigte Funktion kann ignoriert werden und es ist jederzeit möglich, neue Funktionen zu implementieren und im Messprogramm zu berücksichtigen. Einen besonderen Vorteil bietet hierbei der Multiplexkanal mit seiner "steckerkompatiblen" Anschlussmöglichkeit für die verschiedensten Geräte.

Dies Konzept erlaubte es, schon vor Fertigstellung einzelner Systembausteine solche Messungen durchzuführen, die ohne diese Bausteine auskommen. So konnten Messungen für die Diplomarbeiten von Taegert /45/ und Zite-Ferenczy /53/ noch während der Aufbauphase durchgeführt werden. Taegert benutzte den Rechner lediglich als Mittelwertrechner zur zeitabhängigen Messung und graphischen Ausgabe von Strömen, war bei seinen Relaismessungen aber auf die externe Triggerung der Zeitbasis angewiesen. Nach Fertigstellung des Hochspannungspulsers kam nach einer Vorstufe die endgültige Version der Floating-Regelung hinzu; Zite-Ferenczy baute und benutzte dann auch die Positionierung von Elektroden und Sonde.

Auch gegenwärtig sind noch nicht alle Möglichkeiten des Systems genutzt; die laufenden Arbeiten sind mit der Verbesserung der Messprogramme und der Entwicklung von Auswerteprogrammen für die Rechenanlage TR440 befasst. Als grosser Mangel erweist sich neben dem kleinen Kernspeicher insbesondere das Fehlen eines Hintergrundspeichers mit Betriebssystem (etwa Magnetband-Kassettengerät). Der Kernspeicher des Rechners kann immer nur ein grösseres Programm aufnehmen, und das Einlesen des Übersetzers für die höhere Programmier-

sprache BASIC oder des Assemblers dauert auf dem Fernschreiber etwa 15 Minuten, weshalb auf öftere Wechsel der Messprogramme mit der Anwendungssoftware des Rechners verzichtet werden muss.

Für die bisher verwendeten Messprogramme schien es uns ökonomischer, sie durch das Schaltregister in Binärform in den Rechnerspeicher einzugeben und anschliessend auf Lochstreifen auszustanzen, als sie in einer langwierigen Prozedur zu "assemblieren." In einem für alle Arten von Messungen verwendeten Hauptprogramm werden zur Zeitersparnis beim Einlesen nur jeweils die Blöcke ausgetauscht, die für eine aktuelle Messung benötigt werden. Dies Vorgehen spart ausserdem knappen Kernspeicherplatz, der zur Speicherung des Messdaten benötigt wird (siehe auch /53/).

3. Experimentelle und theoretische Ergebnisse in Wasserstoff-Glimmentladungen

Dieser Abschnitt ist Ergebnissen gewidmet, die mit der Anlage bisher gewonnen wurden. Der Schwerpunkt wird auf die Messungen von Abklingverläufen der Ionenströme, deren Auswertung und theoretische Beschreibung gelegt. Insbesondere soll gezeigt werden, dass Mehrkomponentenplasmen ein allgemeineres Modell verlangen, als es bisher verwendet wurde.

3.1. Messungen und ihre Auswertung

3.1.1. Das Abklingen des Entladungsstromes

Taegert /45, 64/ hat den Zeitverlauf des Anodenstroms nach Abschalten der Entladung auf eine variable "Restspannung" untersucht und mit einer Verallgemeinerung der Doppelsondentheorie /33/ auf räumlich inhomogene Plasmen nachweisen können, dass das Plasma während des Abklingens in axialer Richtung "symmetrischer" wird, d.h. sich in die Grundmode /13/ einstellt. In unserer Hoffnung, hieraus eine analytische Methode zu entwickeln, die ohne Sonden auskommt, waren wir zu optimistisch, so ist z.B. die Elektronentemperatur nicht exakt zu bestimmen, während immerhin eine Zunahme der Steigung der "Doppelsondenkurven" auf die Thermalisierung der Elektronen im Abklingplasma hindeutet.

Von Bedeutung sind die Messungen im Zusammenhang mit der Frage der Plasmaverarmung durch den gezogenen Strom (siehe 2.2.1.1.). Sie zeigen, dass bei leicht negativer Kathode ein Verarmungseffekt nicht auftritt, weshalb bei allen späteren Messungen eine negative Restspannung von ca. 10 V verwendet wird.

3.1.2. Sondenmessungen

Zite-Ferenczy /53/ und ich haben gemeinsam zahlreiche Sondenmessungen durchgeführt, um die Zuverlässigkeit der Messmethode zu verbessern und die optimale Methode der Auswertung zu finden, welche dann auf Messungen im Abklingplasma angewandt wurde /53/.

3.1.2.1. Der Einfluss von Material und Vorbehandlung der Sonde auf die Charakteristiken

Die verwendeten Sondenmaterialien Platin und Gold liefern im wesentlichen gleiche Ergebnisse, obwohl ihr Driftverhalten nach einer Vorbehandlung durch Elektronen- bzw. Ionenbeschuss unterschiedlich ist.

Die Drift des Floatingpotentials der Sondenoberfläche /16, 58, 59/ nach dem Ausheizen wird durch die "Floating-Regelung" (2.4.2.6. und Anhang) auf wenige mV kompensiert; trotzdem hängt die Form der Charakteristiken von der Vorbehandlung ab und ändert sich mit Zeitkonstanten von der Größenordnung Minuten in dem Sinne, dass eine zunächst scheinbar vorhandene "Schnelle Elektronengruppe" /16/ verschwindet. Da eine solche "Gruppe" auch im Abklingplasma gefunden wird, wo sie mit Sicherheit nicht existiert, ist ein Einfluss des Fallraumelektronenstroms für ihre Entstehung auszuschliessen. Durch Glühen mit 4-5 mA Elektronenstrom und anschliessenden Ionenbeschuss (ca. 300 V) kann erreicht werden, dass die "Gruppe" erst gar nicht auftritt (Abb. 15).

Ein Versuch, die Sondenoberfläche durch Aufheizung im Kraterbild einer Bogenlampe zu stabilisieren (dies ist nur bei Platin möglich, welches im nahen Infrarot einen genügend grossen Absorptionskoeffizienten hat), brachte zwar eine geringfügige Verminderung der Drift, wurde jedoch wegen der möglichen Störung des Plasmas und der ungenügenden Verbesserung wieder aufgegeben.

Auch eine gewisse "Alterung" der Sonde ist zu beobachten; glücklicherweise im für uns positiven Sinne, dass Störungen

mit Zunahme der Verwendungsdauer abnehmen. Vielleicht ist hierfür ein Diffusionseffekt von Verunreinigungen aus dem Inneren verantwortlich.

Da a priori nichts über die Form der Sondenkurven angenommen werden kann und darf, ergibt erst der Vergleich der Gemeinsamkeiten aller Kurven sichere Ergebnisse: Der Verlauf des Elektronensättigungsstroms wird von der Vorbehandlung nur wenig beeinflusst und ist daher gut zur Dichtebestimmung zu verwenden. Zur Messung der Elektronentemperatur ist der Teil der Anlaufcharakteristik in der Nähe des Plasmapotentials, also der langsamen Elektronen, am sichersten, weil dort die geringsten Verzerrungen auftreten.

3.1.2.2. Auswertung der Sondenkurven nach der Theorie von Laframboise

Laframboise /65/ hat mit einer ab-initio-Rechnung nach der Methode von Bernstein und Rabinowitz /33/ die Differentialgleichungen für die Dichte-, Energie- und Potentialverteilung in der Raumladungsschicht für den Fall eines stossfreien Plasmas ohne zusätzliche Annahmen gelöst und normierte Sättigungsströme I_L von Elektronen und Ionen berechnet. Als Parameter treten bei den Berechnungen die Grössen (R_s/λ_D) und (U_i/U_e) auf, die Spannungsskala ist auf das Voltäquivalent der Elektronentemperatur U_e normiert. Die berechneten Charakteristiken haben also die Form:

$$I_s(V_s) = I_s(0) \cdot I_L(R_s/\lambda_D, U_i/U_e, V_s/U_e) \quad (3-1)$$

mit dem üblichen Ausdruck für den Sättigungsstrom beim Plasmapotential ($V_s=0$):

$$I_s(0) = \frac{F_s n}{4} \left(\frac{e U_e}{m_i \pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-2)$$

Für $(V_s/U_e) = 15$ und 25 ist dabei der Parameterbereich:

$$100 \leq R_s/\lambda_D < \infty ; \quad 0 \leq U_i/U_e \leq 1 \quad (3-3)$$

überstrichen.

Das von Sonin /66/ angegebene Verfahren, allein aus gemessenem Sättigungsstrom, Elektronentemperatur und Sonden-
grösse den theoretisch zu

$$\beta := (R_s / \lambda_D)^2 \cdot I_L \quad (3-4)$$

definierten Faktor β und daraus I_L zu bestimmen, macht die Theorie erst für die Praxis anwendbar, da zur Berechnung der Debye-Länge die (zu bestimmende) Dichte ja schon bekannt sein müsste. Der grosse Vorteil des Verfahrens besteht neben der Anwendbarkeit auf Elektronen- und Ionenströme vor allem darin, dass weder Annahmen über das (unbekannte) Plasmapotential noch Extrapolationsverfahren zu seiner Festlegung erforderlich sind, sondern dass dies Potential vielmehr iterativ bestimmt werden kann /53/. Wenn bei grossem β wegen der dann dünnen Raumladungsschicht nahezu der Fall der ebenen Sonde gilt und der Verlauf des Sättigungsstromes gegen die Spannung flach ist, kann auf die Iteration verzichtet werden, da durch Verschiebung der Spannungsachse nur ein kleiner Fehler entsteht.

Die Theorie ist von mehreren Autoren /18, 66-68/ überprüft worden, wobei für Zylindersonden gute Übereinstimmung mit dem Experiment gefunden wurde. Insbesondere Sonin /66/ hat durch Variation der Sondengrösse bei festen Plasmaeigenschaften die theoretisch vorhergesagte β -Abhängigkeit von I_L bei festem V_s explizit nachgewiesen und findet Abweichungen erst für $\lambda_D \leq 5$. In diesem Gebiet sollte nach der Theorie der Sondenstrom wegen der Keplerbahnen der einfallenden Teilchen ("orbital motion") trotz wachsender Raumladungsschicht mit abnehmendem β nicht weiter ansteigen; die Messpunkte zeigen dieses Verhalten jedoch nicht, sondern steigen auf der extrapolierten Kurve grösserer β weiter an. Wegen dieser Unsicherheit haben wir die Sonde so gross gewählt, dass der Bereich kleiner β vermieden wird.

3.1.2.3. Zur Wahl von Kugelsonden und ihrer Herstellung

Zwei Vorteile legen die Verwendung einer Kugelsonde nahe. Erstens ist ihre Ortsauflösung in radialer und axialer Richtung gleich gut, während eine Zylindersonde ein grosses "Aspektverhältnis" (Länge/Radius) haben muss, damit Endeffekte vermieden werden, und infolgedessen nur in einer Richtung gute Ortsauflösung besitzt.

Wegen dieser Bedingung ist zum zweiten der Radius einer Kugelsonde gleicher Fläche um den Faktor:

$$\frac{R_K}{R_Z} = \left(\frac{L}{2 R_Z} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-5)$$

grösser, womit sich für die β das Verhältnis:

$$\frac{\beta_K}{\beta_Z} = \frac{L}{2 R_Z} \cdot \frac{I_{LK}}{I_{LZ}} \quad (3-6)$$

ergibt. Obwohl nun für gleiches β beider Sonden der Sättigungsverlauf der Kugelsonde wesentlich steiler und damit ungünstiger ist als bei der Zylindersonde, ergibt sich für Sonden gleicher Fläche die zunächst überraschende Feststellung, dass für grosse Dichten die Kugelsonde flachere und damit besser auszuwertende Stromverläufe liefert. Dies ist durch Vergleich der Plasmadichten, welche für die bei bisherigen Messungen /14-17, 69-71/ übliche Zylindersondengrösse ($R_Z = 0.05 \text{ mm}$, $L = 5 \text{ mm}$) und die äquivalente Kugelsonde ($R_K \approx 0.35 \text{ mm}$) aus Elektronenströmen bei $V/U_e = 25$ berechnet werden, in Abb.16 gezeigt

Aus diesen Gründen werden für die vorliegenden Messungen Kugelsonden verwendet, die durch Schmelzen eines Drahtes in einer Flamme hergestellt werden. Die wegen des höheren Schmelzpunktes nur mit Hilfe eines Schweissbrenners herstellbaren Platin-Sonden verdanken wir der Geschicklichkeit eines Kollegen.*

* Für die Herstellung der Platinsonden danke ich J. Heider.

Vor dem Einbau müssen die Sonden unter dem Mikroskop auf eventuelle Krater untersucht und mit dem Abbé-Komparator vermessen werden.

3.1.2.4. Ergebnisse der Sondenmessungen

Diese Ergebnisse sind zum grossen Teil von Zite-Ferenczy /53/ ausführlich diskutiert. Sie werden hier in dem Umfang wiedergegeben und teilweise ergänzt, der für das Folgende notwendig ist:

1.) Elektronentemperatur: Die Elektronentemperaturen im stationären Glimmlicht liegen in derselben Grössenordnung wie die bisher gemessenen /16, 17, 69, 70/ Werte. Durch Vergleich zahlreicher Messungen mit radialer Ortsvariation und verschiedener Vorbehandlung der Sonde ergeben sich Fehlergrenzen von ca. 10 % für die Reproduzierbarkeit der Messwerte und im Rahmen dieser Fehlergrenzen Unabhängigkeit von der radialen Stellung der Sonde; die Fehler der Messung liegen unter 1 % und die der Auswertung bei vielleicht 5 % (Abb. 17). Die niedrigste in einer brennenden Entladung gemessene Temperatur liegt bei 36 mV. Für das abklingende Glimmlicht werden in allen Fällen bereits 30 μ s nach dem Abschalten Temperaturen von 28 ± 3 mV gefunden, in guter Übereinstimmung mit theoretischen Rechnungen /13, 45/. Der lineare Verlauf der logarithmierten Sondenkurven im Abklingplasma ist ein Zeichen für die Existenz einer Maxwell-Verteilung, welche sich einstellen muss, wenn keine Neuerzeugung mehr stattfindet. Zum Vergleich im stationären Plasma unmittelbar danach gemessene Sondenkurven sind ebenfalls linear, zeigen aber einen flacheren Anstieg, d.h. höhere Temperatur. Dies können wir als indirekten Beweis dafür werten, dass die "richtigen" Sondenkurven auch im stationären Glimmlicht linear sein müssen (Abb. 18).

2.) Absolutwerte der Dichten: Obwohl noch keine systematische Messung der Abhängigkeit der Maximaldichten von Gasdruck und Entladungsstrom vorliegt, (wie sich später zeigen wird, ist hierfür eine wohldefinierte Gaszusammensetzung erforderlich) zeigen die Messungen bei hohen Gasdrücken wesentlich höhere

Absolutwerte als alle vergleichbaren vorangegangenen /15,16/. So werden etwa bei (400 V, 4mA, 0.35 mbar) $2.2 \cdot 10^{-3}$ gefunden gegenüber $7 \cdot 10^{-9}$ in /16/. Diese Erhöhung um einen Faktor 3 ist nicht auf das Auswerteverfahren nach Laframboise zurückzuführen, das gegenüber dem in /16/ angewandten Extrapolationsverfahren eher kleinere Werte liefert, sondern, wie wir glauben, auf bessere Reinheitsbedingungen.

3.) Profile und Dichteverlauf im Abklingplasma. Durch Messung von Axial- und Radialprofilen der Dichte im abklingenden Plasma wird gezeigt /53/, dass die Dichteverteilung radial etwa 1 ms nach dem Abschalten durch die Besselfunktion $J_0(2.40 \text{ r/R})$ beschrieben werden kann, sich also in die Grundmode eingestellt hat, während das Axialprofil dann noch Anteile höherer Moden enthält. Die in der Rohrachse gemessenen Zeitverläufe der Dichte sind in einer logarithmischen Skala anfänglich stark gekrümmt und fallen zu späten Zeiten linear. Ein reines Diffusionsmodell kann die starke Krümmung nicht erklären, jedoch versagt auch das Modell ausschliesslicher Rekombination. Die Kombination beider Verlustmechanismen in einem phänomenologischen Modell wird in /53/ nicht versucht; eine Variation der Diffusionslänge über den Elektrodenabstand führt zu einem negativen "Attachment"-Koeffizienten. Daraus wird der Schluss gezogen, dass Attachment als Verlustmechanismus ausscheidet.

3.1.2.5. Zur Zuverlässigkeit der Sondenmessung im Ionenstrombereich

Die Auswertung der Elektronencharakteristiken der Sonden ergibt in allen in /53/ behandelten Fällen grössere Dichten als die der Ionensättigungsströme. Die Diskrepanz kann nur durch die Annahme unverhältnismässig grosser Ionenmasse behoben werden, welche nach (3-2) bei der Dichtebestimmung mit der Wurzel in den Zähler eingeht. Da an der Sonde Ströme summiert werden, ergibt sich eine mittlere Masse aus den Ionenkonzentrationen c_i zu:

$$\langle M \rangle^{-\frac{1}{2}} = \sum_{i=1}^N c_i M_i^{-\frac{1}{2}} \quad c_i = \frac{n_i}{n_e} \quad (3-7)$$

Dieser Ausdruck zeigt, dass die kleinere Masse wesentlich stärker eingeht als die grössere (je 50 % H_3^+ und H_3O^+ ergeben ein $\langle M \rangle \approx 6$), so dass die Annahme grösserer Massen zu den Ergebnissen der Massenspektrometer-Messungen (siehe 3.1.3.2.) in Widerspruch steht.

Eine mögliche Erklärung hierfür liefert die Arbeit von Inutake und Kuriki /68/. Diese Autoren haben in einem Argonplasma bei einem Druck von ca. 0.75 mbar bei Zylindersonden ein ähnliches Verhalten gefunden. Während sie nun wie Sonin /66/ durch Variation der Sondengrösse die Gültigkeit der Laframboise-Theorie für den Elektronenstrom explizit nachweisen können, finden sie für den Ionenstrom Übereinstimmung mit einer Modifikation der (stossbestimmten) "Kontinuums"-Theorie von Su und Lam (siehe /33/), welche kleinere Sättigungsströme liefert. Daher nehmen wir an, dass vielleicht auch in unserem Falle Stösse der Ionen eine Rolle spielen können.

Dies erklärt vielleicht auch, warum Zite-Ferency mit zunehmendem Gasdruck immer höhere Ionenmassen annehmen muss, um Übereinstimmung der mit Hilfe von Ionenströmen bestimmten mit den aus dem Elektronenstrom berechneten Dichten zu erzielen. Wie er jedoch berichtet, ändern sich Profile und Zeitverläufe nur schwach mit Variation der "Ionenmasse", so dass aus solchen Relativmessungen abgeleitete Aussagen als gültig angenommen werden können. Ausserdem zeigen Abklingmessungen (3.1.3.2.) der Ionenströme mit dem Massenspektrometer eine Zunahme der schwereren Ionen im Verlauf der Zeit.

Der scheinbar naheliegende Ausweg, das Abklingplasma mit einer genügend kleinen Sonde (nach (2-2) wäre dies eine Kugelsonde von ca. 0.25 mm Durchmesser) ausschliesslich im Elektronenbereich zu vermessen, führt uns dagegen mit abnehmender Plasmadichte in das "orbital-motion"-Gebiet (bei $n = 10^9$ ist $R/\lambda_D \approx 3$), wo die Anwendung der Laframboise-Theorie fraglich ist; nach /72/ liefert bei einer Zylindersonde hier der Ionenstrom sogar die höheren Dichten.

Der Konflikt um die Sondengrösse aus einander widersprechenden Forderungen scheint im Augenblick nicht lösbar; ins-

gesamt können wir jedoch alle Elektronenstrommessungen im stationären Plasma sowie die Temperaturbestimmung im abklingenden als zuverlässig betrachten, während sich bei den in /53/ aus Elektronenstrommessungen bestimmten Zeitkonstanten der Verarmungseffekt schon in einer Verminderung um ca. 5 % auswirken muss.

3.1.3. Massenspektrometrische Messungen

3.1.3.1. Apparative Besonderheiten

Da mit dem Quadrupol auch Neutralgasanalysen durchgeführt werden sollen und die verwendete "cross-beam"-Ionenquelle eine Öffnung auf der Spektrometerachse besitzt, braucht sie für Messungen der aus dem Plasma effundierten Ionen nicht demontiert zu werden.

Die Blende ist bei den bisherigen Messungen mit keiner Spannungsquelle verbunden; da sie isoliert angebracht ist, stellt sie sich auf das Floating-Potential ein, so dass der Fall der Effusion vorliegt. Da die Eintrittsblende des Quadrupols auf Erdpotential liegt, müssen die Ionen an der Blende von einem positiveren Potential starten, welches wir über die "Floating-Regelung" mit Hilfe einer Referenzsonde an der Rohrwand erzeugen, deren Floating-Potential 5 bis 10 V über dem Erdpotential liegt. Schmidt /73/ und Brederlow /74/ haben die "Ankopplung" mit einer als Kathodenfolger geschalteten Elektronenröhre erzielt. Zur Kompensation der Störspitzen, welche beim Abschalten der Entladung auftreten, ist jedoch nur unsere schnelle Regelung geeignet, welche in maximal 10 μ s nach dem Abschalten der Hochspannung das Floatingpotential der Referenzsonde und damit auch der Blende auf den vom Rechner eingestellten Sollwert einregelt.

Für ein auf diese Weise vorgegebenes Startpotential der Ionen wird die Transmission der Ionenquelle durch Variation ihrer Potentiale in analoger Weise, wie bei Feder /75/ beschrieben, optimiert.

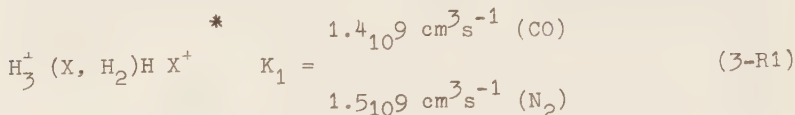
Die Steuerung des Floating-Potentials durch den Rechner bietet einen weiteren Vorteil: Um eine Überlastung des Sekundärelektronenvervielfachers, der bei der Ionenzählung mit hoher Verstärkung betrieben wird, zu vermeiden, schalten wir in den Messpausen den Ionenstrom mit Hilfe eines negativen Sollwerts für das Floating-Potential ab. Damit wird eine Auf-tast-Schaltung für den Multiplier /76,77/ entbehrlich, ausserdem lässt sich auf diese Weise der "Nulleffekt" der Zählrate messen, der sich in allen Fällen als vernachlässigbar erweist.

Bei den Abklingmessungen ist es vorteilhaft, die von Hand einzustellenden Grössen: Multiplierspannung, Nachverstärkung und Diskriminatorschwelle konstant zu halten, da sie nicht unabhängig voneinander sind. Weil in diesem Fall bei den dominierenden Ionen zu frühen Zeiten die maximale Zählrate von ca. 1 MHz überschritten wird, muss die Transmission des Quadrupols durch (Hand-) Einstellung der Auflösung auf einen höheren Wert reduziert werden. Durch Überlappung von mit verschiedener Verzögerung und variiertem Auflösungsvermögen gemessenen Kurven ist sichergestellt, dass diese Variation keinen Einfluss auf das gemessene Zeitverhalten hat. Eine Eichung für die dominierende Ionensorte erfolgt dann zu späten Zeiten mit denselben Messparametern, wie sie bei kleinen Ionenanteilen zu frühen Zeiten verwendet werden.

3.1.3.2. Ergebnisse der Massenspektrometer-Messungen

1.) Ionenzusammensetzung: Die ersten an einer Entladung (noch mit einem XY-Schreiber) aufgenommenen Massenspektren (Abb. 10) zeigen neben den Wasserstoffionen H^+ , H_2^+ , H_3^+ (dominierend) und H_5^+ /23, 78, 79/ schwache Linien von Verunreinigungen mit Masse 17 (OH^+), 18 (H_2O^+) ausserdem die Massen 30 bis 32 sowie in auffallender Stärke die Massenspektrenlinien 19(H_3O^+) und 29. In einem zur Identifizierung dieses Ions aufgenommenen Spektrum einer Deuterium-Entladung (Abb. 20) ist die Linie bei Masse 30 zu finden, woraus folgt, dass es sich um ein Ion der Form HX^+ handeln muss,

mit X von Masse 28. Als plausibelste Möglichkeiten kommen die Ionen HN_2^+ und HCO^+ in Frage, welche beide durch eine schnelle "Proton-Transfer"-Reaktion:



entstehen können /28/. Darüber, welche der beiden Möglichkeiten vorliegt, gibt auch das Massenspektrum des Neutralgases (Abb. 20 b) keine eindeutige Aussage, da hierin die Massen 12 und 16 als mögliche "Crack-Produkte" von CO ebenso vorkommen wie Masse 14. Die Anwesenheit von Masse 32 (O_2) neben 28 (CO, N_2) deutet jedoch auf eine Luftverunreinigung hin; insbesondere, da die Gasflaschen von uns mit "Vorgeschichte" übernommen wurden.

Zur Klärung der Rolle dieser Verunreinigungen bei den bisherigen Messungen /14-17, 69-71/ wird bei den folgenden Abklingmessungen nicht auf hohe Reinheit Wert gelegt.

2.) Abklingmessungen. Diese Messungen sind bisher nur in H_2 durchgeführt, teilweise unter Einsatz eines noch von Losch /80/ konstruierten Palladiumventils, welches mit einem "Vacon"-Rohr in einem Glasrohr eingeschmolzen ist. Durch die lange Lagerzeit hat das Vacon etwas Rost angesetzt, wodurch sich für uns ein Vorteil ergibt: Beim Erhitzen des Ventils reduziert der Wasserstoff das Eisenoxid, dies erlaubt eine gewisse Variation der Konzentration von H_2O im Entladungsgas, insbesondere durch Beschickung der Kühlfalle. Bei allen Messungen liegt die Blende genau in der Mitte zwischen den Elektroden, dies ist für die axiale Grundmode der Punkt des Maximums /13, 53/. Die gewonnenen Zeitverläufe der Ionenströme werden auf dem Punktdrucker ausgegeben, vor dessen Y-Eingang der Logarithmierer geschaltet ist. Einige Beispiele sind in den Abb. 21-24 gezeigt.

* Anmerkung: Nach dem Vorbild von M. Henchman /6, Bd. I, S.104/ verwenden wir die in der Kernphysik übliche Notierung für die Reaktionsgleichungen.

Folgende Eigenschaften sind allen Messreihen gemeinsam:

- H^+ Die logarithmierten Abklingkurven verlaufen zunächst leicht gekrümmt, münden aber bald in eine Gerade.
- H_2^+ kann in der abklingenden Entladung nicht nachgewiesen werden.
- H_3^+ ist in allen Fällen das dominierende Ion zu frühen Zeiten, fällt zunächst mit deutlicher Krümmung in eine Gerade mit grösserer Zeitkonstante.
- H_5^+ zeigt ebenfalls starke Krümmung ,
- H_3O^+ Auffällig ist der flache Verlauf dieser Ionenströme und zu späten Zeiten; ihr Anteil nimmt zu und dominiert über H_3^+ . N_2H^+ zeigt nach dem Abschalten einen deutlichen Anstieg, H_3O^+ zuweilen ein Plateau.

Bei starker Erhöhung der Wasserkonzentration wird der Abfall von H_3^+ wesentlich steiler, auch die Zeitkonstante des Ions H_3O^+ nimmt ab (Abb. 25).

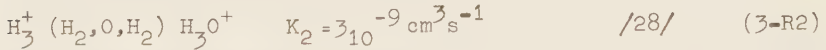
3.1.3.3. Verlustmechanismen der Ionen H^+ und H_3^+ im späten Abklingplasma

Exponentiell abklingende Ionenströme zu späten Zeiten des Abklingens deuten darauf hin, dass nur lineare Verlustprozesse eine Rolle spielen. Die Auswertung solcher Verläufe ist besonders einfach, es gilt /13/:

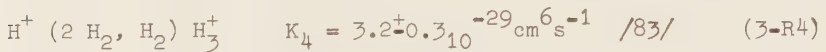
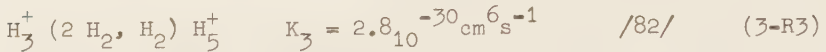
$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{D_{ai}}{\Lambda^2} + \sum_{j,l} K_{il}^{(j)} n_l^{(0)} =: \nu_{Di} + \nu_{Ci} \quad (3-8)$$

Darin bezeichnet ν_{Di} die Diffusions-"Verlustfrequenz" und ν_{Ci} die Verlustfrequenz durch Ionenprozesse, welche sich durch Summierung über alle Produkte aus den Ratenkoeffizienten $K_{il}^{(j)}$ (Reaktion von Ionensorte i mit Neutralgasanteil l, Produkt-Ion j) mit den Neutralgasdichten $n_l^{(0)}$ ergibt. Der flache Verlauf der Ionenströme H_3O^+ und N_2H^+

legt nun die Vermutung nahe, dass diese Ionen bevorzugt aus den Wasserstoffionen gebildet werden. Als Reaktionen kommen nach der neusten Bibliographie /81/ ausser (2-R1) die Proton-Transfer-Reaktion in Frage:



sowie die Dreierstoss-Prozesse:



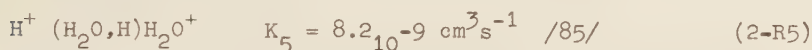
Die Möglichkeit einer Reaktion $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O}, ?)$? wird durch die Tatsache nahegelegt, dass die Zeitkonstanten von H^+ und H_3^+ etwa gleichsinnig und in umgekehrter Richtung wie das Verhältnis der Ionenströme $Q: = I(\text{H}_3\text{O}^+)/I(\text{H}_3^+) \big|_{t=0}$ verlaufen, wenn man die makroskopischen Entladungsparameter bei Variation der Wasserkonzentration festhält:

Tabelle 3: Zeitkonstanten bei Variation der Wasserkonzentration: Messwerte

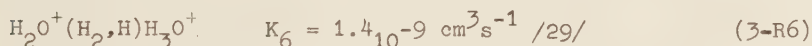
p	I_E	V_E	τ_3	τ_1	Q
0.35	4	400	528	222	8_{10}^{-4}
"	"	"	430	211	6_{10}^{-3}
"	"	"	290	127	2.2_{10}^{-2}
"	"	"	282	138	1.8_{10}^{-2}
"	"	"	46	-	0.22
0.15	4	1000	288	207	4_{10}^{-3}
"	"	"	252	195	1.1_{10}^{-2}
"	"	"	175	155	2.5_{10}^{-2}
mbar	mA	V	μs	μs	

Da wir inzwischen durch private Mitteilung /84, 85/ ge-

naudere Werte für die Ratenkonstante der Reaktion (3-R2) ($K_2 = (5.9 \pm 0.6)_{10^{-9}} / 85/$ und $(4.3 \pm 1.1)_{10^{-9}} / 84/$ *) erhalten und die Bestätigung bekommen haben, dass die Reaktion von H^+ mit H_2O (als Ladungstausch) stattfindet:



und wegen



letztlich sehr schnell ($\tau_{H_2O^+} \approx 0.3 \mu s$ bei $p(H_2) 0.1 \text{ mbar!}$) zu H_3O^+ führt, soll mit den vorhandenen Daten ein Konsistenztest unserer Messungen vorgenommen werden. Dabei ist es wegen der Gleichheit der Ratenkoeffizienten von (3-R1) gleichgültig, ob wir mit HCO^+ oder HN_2^+ rechnen. Berechnen wir aus den gemessenen H_3^+ - Zeitkonstanten mit Hilfe von

$$\frac{1}{\tau_3} = \frac{D_{a3}}{\Lambda^2} + K_1 [N_2] + K_2 [H_2O] + K_3 [H_2] = \quad (3-9)$$

$$= \frac{D_{a3}}{\Lambda^2} + K_3 [H_2]^2 + K_2 \left([H_2O] + \frac{K_4}{K_2} [N_2] \right)$$

$$([X] := p(X) \cdot 2.66_{10^{16}}) [X] \text{ in cm}^{-3}, p \text{ in mbar}$$

als "effektive Verunreinigungsichte" den Ausdruck in der runden Klammer, so können wir bei Annahme gleicher Verlustmechanismen für die Ionen H_3O^+ und HN_2^+ aus den Verhältnissen ihrer stationären Ionenströme annähernd die Teilchendichte $[H_2O]$ bestimmen und in die Gleichung für die Abklingkonstante von H^+ einsetzen:

$$\frac{1}{\tau_4} = \frac{D_{a4}}{\Lambda^2} + K_4 [H_2]^2 + K_5 [H_2O] \quad (3-10)$$

* Wir benutzen den innerhalb beider Fehlergrenzen liegenden Mittelwert: $5.4_{10^{-9}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$

Die so berechneten Zeitkonstanten τ_1 zeigen in Anbetracht der Tatsache, dass mehrfach Differenzen fehlerbehafteter grosser Beträge auftreten, insgesamt befriedigende Übereinstimmung:

Tabelle 4 : Vergleich gemessener und nach (3-9, 10) berechneter Zeitkonstanten $\tau(H^+)$

I_E	V_E	p	τ_3	c_w	$\tau_1(\text{ber.})$	$\tau_1(\text{gem.})$	$\tau_1(\text{gem.})/\tau_1(\text{ber.})$
6	400	0.43	345	1.4_{10}^{-5}	142	147	1.04
4	400	0.35	528	9_{10}^{-7}	203	222	1.09
"	"	"	430	1.3_{10}^{-5}	186	211	1.13
"	"	"	290	2.8_{10}^{-5}	141	127	0.90
"	"	"	282	3.7_{10}^{-5}	128	138	1.08
4	600	0.2	252	5.8_{10}^{-5}	150	159	1.06
4	1000	0.15	288	3.6_{10}^{-6}	202	207	1.03
"	"	"	253	7.2_{10}^{-6}	197	195	0.99
"	"		174	6.3_{10}^{-5}	145	153	1.06
mA	V	mbar	μs		μs	μs	Mittel 1.04

Für die Daten der Entladung (4 mA, 400 V, 0.35 mbar) sind zusätzlich die auf die Zeitkonstanten einer reinen Wasserstoff-Entladung normierten Messwerte (Punkte für H_3^+ , Kreuze für H^+) gegen den theoretischen Verlauf dieser normierten Zeitkonstanten in Abhängigkeit von der Wasserkonzentration $c_w := [H_2O] / [H_2]$ aufgetragen. Die Reaktion (3-R1) ist hierin nicht berücksichtigt, wodurch die Übereinstimmung (Abb. 26) gerade bei kleiner Wasserkonzentration schlechter wird, weil sich dort diese Vernachlässigung am stärksten auswirkt.

Die Abbildung zeigt deutlich, dass bei einem Gasdruck von 0.35 mbar eine Wasserkonzentration von nur 3_{10}^{-5} (oder

ein Partialdruck von 10^{-5} mbar) bereits zu einer Halbierung der Lebensdauer der Wasserstoffionen führt. Wenn bei höherem Gasdruck und in einem Rohr grösserer Diffusionslänge die Diffusionslebensdauer weiter zunimmt, genügt eine noch niedrigere Wasserkonzentration.

Durch die Tatsache, dass der Rekombinationskoeffizient von H_3O^+ rund sechsmal so gross ist wie der von H_3^+ /30,31/, wird eine Wasserverunreinigung für den Absolutwert der Plasmadichte bedeutsam, da die gebildeten Ionen mit grösserer Wahrscheinlichkeit ein Ladungsträgerpaar vernichten als die primären H_3^+ - Ionen. Zur Untersuchung dieser Frage werden im folgenden Abschnitt 3.2 Modellrechnungen durchgeführt.

Auch in der reinen Wasserstoff-Entladung wird mit zunehmendem Druck der Prozess (2-R3), der von "2. Ordnung" in der Gasdichte ist, an Bedeutung gewinnen. Der Rekombinationskoeffizient der entstehenden H_5^+ -Ionen ist nach /31/ sogar um den Faktor 10 grösser als der von H_3^+ . Wegen der quadratischen Druckabhängigkeit ist dieser Ionenkonversionsprozess für die Beschreibung der Entladungen in /17, 71/ wichtig. Selbst in unserem Rohr ist bei 1 mbar der Beitrag dieses Ionenkonversionsprozesses zum H_3^+ -Verlust bereits viermal so gross wie der der Diffusion.

3.1.3.4. Zur Zuverlässigkeit der Ionenstrommessung

Die Verwendbarkeit der Anordnung Blende-Massenspektrometer für Absolutmessungen der Ionendichten und für Relativmessungen wie Abklingverläufe ist eine in der Literatur viel diskutierte Frage; die im einzelnen zu beachtenden Effekte werden im Folgenden diskutiert:

1.) Stösse in der Raumladungsschicht: Die Dicke der Raumladungsschicht ist von der Grössenordnung der Debye-Länge. Zur Vermeidung von Stössen in der Schicht, welche zu einer Änderung der Energieverteilung der austretenden Ionen und zu einer Reduzierung des Ionenstroms führen /86, 87/, muss

die freie Weglänge gross sein gegen λ_D . Die Gleichheit dieser charakteristischen Längen ist bei 0.3 mbar erst bei einer Plasmadichte $< 5 \cdot 10^6$ erreicht, deshalb können wir bei grösseren Dichten solche Stösse ausschliessen.

2.) Streuung in der Blende: Franck /88/ und Feder /75/ messen und diskutieren eine Streuung der Ionen in der Blende und im aus der Blende in den Analysatorraum austretenden Gasstrahl. Der angegebene "Abschwächungsfaktor" der Ionenströme

$$S_i^{(s)} := \exp(-l_{\text{eff}}/2\lambda_i) \quad l_{\text{eff}} = (R+L)_{\text{Blende}} \quad (3-11)$$

wird in unserem Fall ($l_{\text{eff}} = 70 \mu\text{m}$, $\lambda_i(0.3 \text{ mbar}) \approx 0.5 \text{ mm}$) zu 0.93, reduziert den Strom also erst um 7 %. Da er nicht von Plasma- und Schichteigenschaften abhängt, kann ein solcher Faktor den Verlauf einer Abklingkurve nicht verändern.

3.) Reaktionen in der Blende: Inelastische Stösse in der Blende können auf analoge Weise, wie in 2.) beschrieben, zur Änderung der Absolutwerte der Ionenströme beitragen /89/. Hier kann jedoch der Verlust $(1-S_i^{(R)})I_i$ als Produktion bei einem ursprünglich kleinen Signal I_k zu einer erheblichen Verfälschung dieses Signals I_k führen, obwohl er sich bei I_i , wie oben beschrieben, in der Zeitabhängigkeit nicht auszuwirken braucht. Aus diesem Grunde ist die Messung der Zeitabhängigkeit von Ionen, die nur Reaktionsverluste haben, unproblematisch; Vorsicht geboten ist hingegen bei Ionen, die als Reaktionsprodukte auftreten, insbesondere, wenn sie einen hohen Rekombinationskoeffizienten haben: In diesem Fall wird nämlich eine Erzeugung in der Blende nicht durch Rekombination kompensiert, weil das elektrische Feld für eine Ladungstrennung sorgt. Da die (exothermen) Reaktionen einen mit der Ionenenergie fallenden Ratenkoeffizienten haben, kann man jedoch davon ausgehen, dass einmal beschleunigte Ionen nicht mehr reagieren.

4.) Variation der Abklingkonstanten bei Änderung der Blendenspannung: Der ernsteste Einwand gegen unsere Messungen liesse sich aus den Arbeiten von Lineberger u. Puckett /90,91/

und Smith u. Plumb /43/ ableiten: Diese Autoren haben eine Variation der Abklingkonstanten durch Änderung der Spannung zwischen der Blende und einer Referenzelektrode festgestellt. Sie benutzen jedoch keine Regelschaltung zur Stabilisierung des Plasmapotentials in Blendennähe, so dass eine Änderung dieses Potentials infolge der zeitlichen Änderung der Diffusionsverteilung der Plasmadichte nicht ausgeschlossen werden kann. Die gute Konsistenz der Abklingkonstanten zweier verschiedener Ionensorten mit von verschiedenen Autoren unabhängig gemessenen Transport- und Ratenkoeffizienten glauben wir jedoch als Beweis dafür werten zu dürfen, dass unsere Methode der Messung von Effusionsströmen mit Stabilisierung des Plasmapotentials bei Abklingmessungen verlässliche Zeitverläufe liefert.

5.) Linseneffekte an der Blende: Ist der Durchmesser der Blendenöffnung nicht klein gegen die Schichtdicke, so wirkt die Blende als Ionenlinse mit einer Brennweite, die von der elektrischen Feldstärke auf beiden Seiten der Blende und der Ionenenergie abhängt /34/. Dies kann bei massenabhängiger Ionenenergie zu einem Diskriminierungseffekt oder bei Variation der Schichtfeldstärke im zeitabhängigen Fall zu einer Verzerrung der Kurven führen. Die Dichten an der Rohrwand überschreiten bei unseren Messungen nicht die Grössenordnung 10^8 cm^{-3} , damit ist λ_D noch um einen Faktor 2 grösser als der Durchmesser der Öffnung. Im späten Abklingplasma verliert dieser Effekt wegen Abnahme der Dichte (Zunahme von λ_D) an Bedeutung.

6.) Laufzeiten der Ionen im Quadrupol: Die bei einer Ionenenergie von 10 eV für eine Quadrupollänge von 20 cm berechenbaren Laufzeiten folgen aus der Zahlenwertgleichung

$$\tau_Q(M_i) := 4.4 (M_i)^{\frac{1}{2}} \mu s \quad (3-12)$$

und sind klein gegen die gemessenen Zeitkonstanten. Abgesehen von der aus (3-12) berechenbaren Verschiebung auf der Zeitachse ($24 \mu s$ für HN_2^+) kann eine Verzerrung der Abklingver-

läufe nur durch die Änderung einer breiten Energieverteilung hervorgerufen werden. Der Energiegewinn der Ionen in der Raumladungsschicht ist jedoch von der Grössenordnung der Elektronentemperatur /87/ ($U_e \approx 0.027$ V) und damit klein gegen das Startpotential.

7.) Sonstige Quadrupoleigenschaften: Massenabhängige Transmission des Quadrupols oder Nachweisempfindlichkeit des Zählsystems haben keinen Einfluss auf den Zeitverlauf gemessener Ionenströme.

Insgesamt ist die Messung der Zeitverläufe durch wesentlich weniger Fehlerquellen beeinflusst als die Messung absoluter Ionendichten oder ihrer Quotienten /75/. Diese kann zusätzlich erschwert werden durch die Tatsache, dass die Wandströme den Dichten in der Achse nicht proportional sind. Die Untersuchung dieser Frage im nächsten Kapitel führt zu einer Neuformulierung des Diffusionsmodells. Mit den Ergebnissen dieses Modells ist es dann möglich, die Beschränkung auf das späte Abklingplasma aufzugeben und eine Diskussion der Gesamtverläufe zu versuchen.

3.2. Diffusionsmodell für ein Mehrkomponentenplasma mit unterschiedlicher räumlicher Verteilung der Ionensorten

Bei der Analyse von Ionenströmen aus dem Plasma wird in den meisten Fällen angenommen, dass alle Ionenkomponenten dieselbe Dichteverteilung besitzen wie die Elektronen ("Proportionalitätsbedingung" in /13, 36/). Selbst bei offensichtlicher Widerlegung dieser Annahme durch das Experiment oder auch dort, wo sie nicht explizit angegeben ist, zeigt die Art der Auswertung, dass sie zumindest implizit hineingesteckt wurde. Einzig Wilhelm /92/ hat für einige Spezialfälle der positiven Säule die Existenz "nichtproportionaler" Dichteverteilungen berücksichtigt. Oskam /13/ zeigt, dass die Proportionalität nicht reagierender (dies ist nicht ausdrücklich erwähnt) Ionenkomponenten im Abklingplasma nur bei gleichen Diffusionskoeffizienten erhalten bleibt,

diskutiert aber nicht ihre Gültigkeit im stationären Plasma (und damit als Anfangsbedingung).

Aus diesem Grunde soll im folgenden eine allgemeingültige Teilchenbilanz im Rahmen eines Diffusionsmodells aufgestellt werden. Damit verbunden wird eine Diskussion der Fehler, die bei der a priori-Annahme proportionaler Verteilungen entstehen.

3.2.1. Stromtransportgleichungen und ambipolares Feld

Mit der Voraussetzung des Diffusions-Falles:

$$\Lambda / \lambda_i \gg 1 \quad (3-13)$$

können wir von den phänomenologischen Stromtransportgleichungen Weizels /3,4/ ohne Berücksichtigung der Ionenträgheitsterme (deren Berücksichtigung den Übergang zum Freifallmodell beschreibt /93/) ausgehen :

$$\underline{\Gamma}_e = -b_e (n_e \underline{E} + U_e \nabla n_e) \quad (3-14)$$

$$\underline{\Gamma}_i = b_i (n_i \underline{E} - U_i \nabla n_i) \quad (i=1 \dots N)$$

Darin bezeichnen die $\underline{\Gamma}_{e,i}$ "Teilchenstromdichten", $\underline{E}$ das elektrische Feld. Das Vorliegen einer Maxwellverteilung für Elektronen und Ionen und damit die Gültigkeit der Einstein-Townsend-Beziehung sind vorausgesetzt, ebenso die räumliche Konstanz der Teilchentemperaturen $U_{e,1}$ und Beweglichkeiten $b_{e,1}$.

Mit den Bedingungen für Quasineutralität und Ambipolarität /2,3,4/:

$$n_e \simeq \sum_{i=1}^N n_i \quad \underline{\Gamma}_e \simeq \sum_{i=1}^N \underline{\Gamma}_i \quad (3-15)$$

welche in einem genügend dichten und kalten Plasma (äquivalent hierfür ist

$$\Lambda / \lambda_D \gg 1 \quad) \quad (3-16)$$

erfüllt sind, ergibt sich wegen ($b_e \gg b_i$) für das "ambipolare" Feld $\underline{E}$ in nullter Näherung derselbe Ausdruck wie für ein Einkomponentenplasma:

$$\underline{E} = - U_e \frac{\nabla n_e}{n_e} \quad (3-17)$$

Da hier der Kern des Problems liegt, müssen wir die Ableitung von (3-17) näher untersuchen: (3-14) ergibt zusammen mit (3-15) ohne Vernachlässigungen:

$$\sum_{i=1}^N \frac{\Gamma_i}{b_i} (1 - b_i/b_e) = 2 n_e \underline{E} + (U_e - U_i) \nabla n_e \quad (3-18)$$

$$\sum_{i=1}^N \frac{\Gamma_i}{b_i} (1 + b_i/b_e) = - (U_e + U_i) \nabla n_e$$

Daraus folgt in nullter Näherung in (b_i/b_e) der Ausdruck (3-17), während die Auswertung bis zur ersten Ordnung bei Annahme gleicher b_i für alle Ionen i (die U_i sind sicher gleich wegen der elastischen Wechselwirkung der Ionen mit dem Neutralgas) den Ausdruck:

$$\underline{E} = - \frac{\nabla n_e}{n_e} (U_e - \frac{b_i}{b_e} (U_e + U_i)) \quad (3-19)$$

ergibt. Selbst für thermalisierte Elektronen ist in Wasserstoff ($b_i/b_e \approx 3_{10}^{-3} / 83,94/$) der Betrag des Korrekturterms kleiner als 1 % und damit wesentlich kleiner als die Messgenauigkeit der Temperaturen. Ein grundsätzlicher Unterschied zwischen (3-19) und (3-17) besteht jedenfalls nicht, und die von Oskam /13/ angegebene "Proportionalitätsbedingung":

$$\frac{\nabla n_i}{n_i} = \frac{\nabla n_e}{n_e} \quad (3-20)$$

ist an keiner Stelle verwendet worden.

Im Falle ungleicher Beweglichkeiten wird die Entwicklung (3-19) einen Fehler enthalten, der dadurch entsteht, dass wir ungleiche Faktoren ($1 \pm b_i/b_e$) aus der Summe auf den linken Seiten von (3-18) herausziehen. Dieser Fehler wirkt sich je-

doch erst in der ersten Näherung aus und kann minimalisiert werden, indem die Beweglichkeit der dominierenden Ionensorte (im Faktor des grössten Summanden auf der linken Seite) durchgehend verwendet wird.

Im weiteren soll jedoch nur die Näherung nullter Ordnung verwendet werden. In /95/ ist gezeigt, dass diese Näherung auch zur Berechnung der Dichteverteilung eines stromdurchflossenen Plasmas gut geeignet ist und auch im Glimmlicht angewandt werden darf.

Mit (3-17) werden die Ionenströme zu

$$\underline{\Gamma}_i = -b_i \left(\frac{n_i}{n_e} U_e \nabla n_e + U_i \nabla n_i \right) \quad (3-21)$$

Anschaulich bedeutet dies, dass das ambipolare Feld, welches aufgrund der thermischen Bewegung der Elektronen zustandekommt, den Ionentransport umso mehr bestimmt, je höher die Elektronentemperatur ist, für grosse $U_e (U_i \rightarrow 0)$ sogar ausschliesslich.

Führen wir nun Ionenkonzentrationen, bezogen auf die Elektronendichte, ein:

$$c_i = \frac{n_i}{n_e} \quad \sum_{i=1}^N c_i = 1; \quad (3-22)$$

so gilt der übliche /13/ Ansatz mit ortsunabhängigen ambipolaren Diffusionskoeffizienten D_{ai} :

$$\underline{\Gamma}_i^{(p)} = -b_i (U_e + U_i) \nabla n_i = -D_{ai} \nabla n_i \quad (3-23)$$

genau dann, wenn die c_i ortsunabhängig sind, was wiederum mit (3-20) äquivalent ist, und der durch ungerechtfertigte Verwendung von (3-23) entstehende Fehler:

$$\underline{\Gamma}_i - \underline{\Gamma}_i^{(p)} = -b_i U_e n_i \left(\frac{\nabla n_e}{n_e} - \frac{\nabla n_i}{n_i} \right) = b_i U_e n_e \nabla c_i \quad (3-24)$$

wird in solchen Punkten der Dichteverteilung maximal, in denen ein grosser Gradient der Ionenkonzentration c_i be-

steht. Steigt c_1 zur Rohrwand hin an, so wird der Diffusionsstrom durch (3-23) zu klein angesetzt. Weitere Aussagen über die entstehenden Fehler werden sich aus den Lösungen der Diffusionsgleichungen ergeben.

3.2.2. Dichtebilanzgleichungen

Aus den Kontinuitätsgleichungen für die Ionenkomponenten, wie sie bei Berücksichtigung inelastischer Prozesse aus der Boltzmann-Gleichung /96/ ableitbar sind:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \underline{\Gamma}_i = \frac{\delta n_i}{\delta t} \quad \begin{array}{l} \partial : \text{ partielle Zeit-} \\ \text{ableitung} \end{array} \quad (3-25)$$

δ : Stossterm

gewinnt man durch Einsetzen von 3-21 das (parabolische) Differentialgleichungssystem:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = b_i \left[U_e \left(n_i \left(\frac{\Delta n_e}{n_e} - \frac{|\nabla n_e|^2}{n_e^2} \right) + \frac{\nabla n_e}{n_e} \cdot \nabla n_i \right) + U_i \Delta n_i \right] + \frac{\delta n_i}{\delta t} \quad (3-26)$$

Dabei werden die inelastischen Prozesse, welche zur Erzeugung und Vernichtung der Teilchensorte i beitragen, durch Produkte aus Ratenkoeffizienten und Teilchendichten beschrieben:

$$\frac{\delta n_i}{\delta t} = v_i - \alpha_i n_i n_e + \sum_{j=1}^N \sum_{\ell=1}^M \left(n_j K_{j\ell}^{(i)} n_{\ell}^{(0)} - n_i K_{i\ell}^{(j)} n_{\ell}^{(0)} \right) \quad (3-27)$$

$\sum' = \sum_{j \neq i} \quad i=1 \dots N$

Hier sind Ionisierung durch Elektronen v_i und Konversion der Komponenten j mit den Neutralteilchendichten $n_1^{(0)}$ als Beiträge zur Erzeugung von Sorte i angeführt, während Verluste durch Elektron-Ion-Rekombination und Konversion in die Sorten j als Verluste auftreten mögen. Durch Umdefinition der Ratenkoeffizienten lassen sich auch Dreierstöße, an denen zwei Neutralteilchen beteiligt sind, auf diese Weise beschreiben.

Für ein stationäres Plasma ($\frac{\partial}{\partial t} \equiv 0$) kann aus (3-18) eine Gleichung für die Elektronendichte abgeleitet werden, die keine Ortsableitungen der Ionendichten mehr enthält: Aus der zweiten dieser Gleichungen ergibt sich mit (3-25) (als nullte Näherung in b_i/b_e):

$$\Delta n_e + \sum_{i=1}^N \frac{1}{D_{ai}} \cdot \frac{\delta n_i}{\delta t} = 0 \quad (3-28)$$

Diese Gleichung ist zweckmässig, um zur Berechnung stationärer Lösungen eine der Gleichungen aus dem System (3-26) zu ersetzen.

3.2.3. Diskussion der Gültigkeit proportionaler Lösungen: das "Behältermodell"

Mit der Annahme proportionaler Lösungen, also konstanter c_i , vereinfacht sich das System (3-26) im stationären Fall zu:

$$0 = c_i \left(D_{ai} \frac{\Delta n_e}{n_e} - \alpha_i n_e - \sum_j \sum_{\ell} K_{i\ell}^{(j)} n_{\ell}^{(0)} \right) + \frac{v_i}{n_e} + \sum_j \sum_{\ell} c_j K_{j\ell}^{(i)} n_{\ell}^{(0)} \quad (3-29)$$

$i=1 \dots N$

Die "Lösungen" c_i lassen sich formal durch die c_j darstellen:

$$c_i = \frac{\sum_j \sum_{\ell} c_j K_{j\ell}^{(i)} n_{\ell}^{(0)} + v_i/n_e}{-D_{ai} \frac{\Delta n_e}{n_e} + \alpha_i n_e + \sum_j \sum_{\ell} K_{i\ell}^{(j)} n_{\ell}^{(0)}} \quad (3-30)$$

Eine allein aus der Physik des Systems begründbare Aussage über die Existenz ortsunabhängiger c_i können wir nur dann gewinnen, wenn (3-29) ein lineares Gleichungssystem darstellt, d.h. alle Faktoren vor den c_i und alle inhomogenen Terme ortsunabhängig sind. Durch Betrachten von (3-30)

sieht man, dass damit diesem Modell folgende Einschränkungen auferlegt sind:

- 1.) Für die Neutralteilchendichten $n_1^{(0)}$ und Ratenkoeffizienten (oder zumindest für ihre Produkte (Konversionsfrequenzen)) muss räumliche Konstanz vorausgesetzt werden. Dies ist in einer Niederdruckentladung meist in guter Näherung erfüllt. Wegen des kleinen Energieumsatzes können Ionen und Neutralteilchen als räumlich isotherm angenommen werden. Wenn der Ionisierungsgrad auch solcher Neutralgaskonstituenten, die besonders leicht Ionen bilden, klein genug ist, ist auch die Vernachlässigung ihrer Diffusion und der Kataphorese /44/ gerechtfertigt.
- 2.) Ausser im trivialen Fall eines räumlich homogenen Plasmas, zu dessen Beschreibung kein Liffusionsmodell erforderlich ist, ist jede Behandlung der Rekombination ausgeschlossen.
- 3.) Die Erzeugung jeder Ionensorte i durch Elektronen muss dieselbe räumliche Verteilung besitzen wie die Elektronendichte. Dies ist nur erfüllt in einer Schottky-Säule /2/ oder im Mittelteil eines Glimmlichtmodells nach Franck /15/. Dies Modell hat jedoch einen sehr eingeschränkten Gültigkeitsbereich, da die Kontraktion des erzeugenden Fallraum-Elektronenstrahls /10, 11, 12/ nicht erfassbar ist. Auch Stufenprozesse in der Säule /38/ und Erzeugung durch angeregte oder metastabile Neutralteilchen /75, 88/ sind nicht zugelassen.
- 4.) Der Laplace-Operator der Elektronendichteverteilung muss in allen Punkten der Dichte proportional sein. Dies führt auf ein Eigenwertproblem, dessen Lösung zum kleinsten nichttrivialen Eigenwert die "Grundmode" /13/ der Diffusionsverteilung ist. Die Schottky-Säule und das Franck-Glimmlicht werden in ihrer Radialverteilung gerade durch die Grundmode beschrieben und sind wieder als einzige Fälle erlaubt.

Da im Rahmen dieser Modellbeschreibung die Verluste jeder Teilchensorte proportional zu ihrer Dichte sind, kann jede

Dichte oder Konzentration mit dem Flüssigkeitsstand in einem Behälter verglichen werden, der am Boden einen Abfluss mit einem solchen "Leitwert" besitzt, dass die pro Zeiteinheit auslaufende Flüssigkeitsmenge proportional zur Füllhöhe ist. Zur Charakterisierung dieser Eigenschaft verwenden wir im folgenden den Namen "Behältermodell".

Die bei Oskam offengebliebene Frage, ob dieses Modell wenigstens zur allgemeinen Beschreibung eines stationären Plasmas ausreicht, in dem keine Ionen-Molekülprozesse stattfinden, lässt sich durch Nullsetzen aller Ratenkoeffizienten in (3-29, 30) beantworten: Man sieht sofort, dass die Einschränkungen 2) bis 4) ihre Gültigkeit behalten und dass damit eine andere Lösung als die Grundmode als Anfangsbedingung gar nicht erlaubt ist.

Im Falle eines abklingenden Plasmas ist (3-29) durch die linken Seiten

$$\frac{1}{n_e} \cdot \frac{\partial n_i}{\partial t} = \frac{\partial c_i}{\partial t} + c_i \cdot \frac{\partial \log n_e}{\partial t} = R.S. \quad (3-31)$$

zu ergänzen. Damit ergibt sich als zusätzliche Forderung für die Gültigkeit des Behältermodells die Ortsunabhängigkeit der logarithmischen Zeitableitung der Elektronendichte, was wiederum äquivalent ist mit der Forderung nach Vorliegen der Grundmode, die allein nach Orts- und Zeitanteil separierbar ist /13/.

In einem abklingenden Plasma, selbst wenn es zunächst rekombinationsbestimmt ist, wird sich zu späten Zeiten jedoch immer die Grundmode einstellen, da erstens Rekombination (als quadratischer Prozess) mit abnehmender Dichte an Bedeutung verliert und zweitens die Anteile der Dichteverteilung, welche durch höhere Moden beschrieben werden, mit kleineren Zeitkonstanten abklingen /13, 53/. Da ferner keine Neuerzeugung mehr stattfindet, weil selbst anfänglich "heisse" Elektronen thermalisieren (und, bei einer Glühentladung, der Fallraum-Elektronenstrahl verschwindet), sind alle Bedingungen 1) bis 4) erfüllt und das System (3-26) lautet für das späte Abklingplasma:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = D_{ai} \Delta n_i + \frac{\delta n_i}{\delta t} = - \frac{D_{ai}}{\Lambda^2} n_i - \sum_j \sum_\ell n_i K_{i\ell}^{(j)(0)} n_\ell + \sum_j \sum_\ell n_j K_{j\ell}^{(i)(0)} n_\ell \quad (3-32)$$

($i=1 \dots N$)

Für die Elektronen gilt dann /97/

$$\frac{\partial \log n_e}{\partial t} = - \sum_{i=1}^N \frac{D_{ai}}{\Lambda^2} c_i(t) \quad (3-33)$$

Hieraus ist zu erkennen, dass selbst in der Grundmode-Lösung die Elektronendichte nur dann exponentiell abklingt, wenn die Diffusionskoeffizienten aller Ionensorten gleich sind, oder, bei ungleichen Diffusionskoeffizienten, wenn eine Ionensorte dominiert /97-99/.

3.2.4. Zusammenfassung und Diskussion einiger vorliegender Arbeiten

Wir haben also gezeigt:

- 1.) Notwendig und hinreichend für die Beschreibung der Ionen-diffusionsterme durch Produkte aus konstanten ambipolaren Diffusionskoeffizienten und Laplaceoperatoren der Ionen-dichten sind räumlich konstante Ionenkonzentrationen (3-21).
- 2.) Mit konstanten Ionenkonzentrationen wird aber ein Plasma dann richtig beschrieben, wenn es in der Grundmode der Diffusion vorliegt (3-30, 31).
- 3.) Durch Zusammenfassen der Äquivalenz 1) mit 2)-ergibt sich: Die Diffusionsterme sind Laplaceoperatoren der Ionendichten, wenn sich das Plasma in der Grundmode befindet.

Die sich hieraus ergebende zentrale Aussage lautet:

Die richtige Beschreibung eines Plasmas mit mehreren Ionenkomponenten bei genügend grosser Plasma- und Gasdichte ist im allgemeinen Fall das Differentialgleichungssystem (3-26), welches allein den Namen "Diffusionsmodell" für ein Mehrkomponentenplasma verdient. Das "Behältermodell" kann Diffusionseffekte quantitativ richtig in der Grundmode beschreiben. Seine Anwendung muss durch Abschätzungen positiv begründet werden.

Die in (3-26) abgeleitete Form der Diffusionsoperatoren ist bisher in der Literatur nicht verwendet worden. Aus diesem Grunde sind alle Ergebnisse zu überprüfen, die mit Laplace-Termen für die Diffusion gewonnen wurden, obwohl die Proportionalitätsbedingung experimentell nicht überprüft oder durch die Ergebnisse sogar widerlegt ist.

Die ausschliessliche Verwendung von Laplaceoperatoren ist durch die Zielsetzung der fundamentalen Arbeit Oskam's /13/ zu erklären: Oskam suchte und fand analytische Lösungen für verschiedene phänomenologische Modelle eines Abklingplasmas. Dass die "Proportionalitätsbedingung" (3-20) bei der Ableitung des ambipolaren Feldes nicht notwendig ist, hat er nicht erkannt; der von uns behandelte allgemeine Fall lag aber ausserhalb des Rahmens seiner Arbeit, weil er nicht zu analytischen Lösungen geführt hätte. Oskam und seine Mitarbeiter /36, 97, 98/ betonen aber deutlich die Anwendbarkeit der angegebenen Lösungen allein für die Grundmode.

Weil aber aus Oskams Rechnungen nur Laplaceoperator-Terme für die Diffusion herauskommen, werden sie auch in Fällen angewandt, wo eine unserer Bedingungen 1) bis 4) verletzt ist, etwa trotz angenommener Rekombination in /98/.

In den Arbeiten von Lineberger und Puckett /90, 91/ ist die Notwendigkeit der Grundmode explizit hervorgehoben; das Experiment ist sogar daraufhin angelegt, dass sie schon bei der Plasmaerzeugung in guter Näherung vorliegt.

Lindinger dagegen /100/ analysiert radiale Ionenprofile eines stationären Argon-Hohlkathoden-Glimmlichts mit Laplace-Termen, obwohl die Profile auf der Achse teils Maxima, teils Einsattelungen besitzen und sogar auf diese Tatsache als Besonderheit hingewiesen wird.

Auch Fite /9/ geht bei Untersuchungen von Ionenstromverhältnissen zu frühen Zeiten eines schnell abklingenden Plasmas von Laplace-Termen aus.

In den Arbeiten von Franck /86/ und Feder /75/ ist das Behältermodell sogar in einer expliziten Form verwendet, indem für die Diffusionsterme von vorneherein die Zeitkonstanten der Grundmode eingesetzt werden. Allerdings scheint bei dem komplizierten Reaktionssystem eine vollständige Auswertung sehr schwierig.

Trotz der starken Einschränkungen für seine Gültigkeit besitzt das Behältermodell eine gewisse Berechtigung in komplizierten Fällen wie /75, 86/ oder wenn es auf eine Abschätzung der Ionenkonzentrationen ankommt zum Zwecke eines Überblicks, welche Reaktionen für ein gemessenes Gleichgewicht oder Zeitverhalten massgeblich sind. Nützlich ist es auch zur Berechnung von Anfangswerten bei der iterativen Lösung eines vollständigen Systems von der Form (3-26).

3.2.5. Grenzen des quasineutralen Diffusionsmodells

Als Abschätzungskriterien für die Gültigkeit des quasineutralen Diffusionsmodells werden in der Regel die Beziehungen zwischen den charakteristischen Längen (3-13) und (3-16) verwendet. Dies soll im folgenden verifiziert werden.

3.2.5.1. Quasineutralität und Ambipolarität

Die Bedingungen (3-15) sind äquivalent mit der Vernachlässigung der Raumladung, also der Poissonsgleichung:

$$\frac{\epsilon_0}{e} |\nabla \cdot \underline{E}| = \left| \sum_{i=1}^n n_i - n_e \right| \ll n_e \quad (3-24)$$

Setzen wir für $\underline{E}$ das ambipolare Feld ein, so erhalten wir:

$$\frac{\varepsilon_0 U_e}{e n_e} \left| \frac{\Delta n_e}{n_e} - \frac{|\nabla n_e|^2}{n_e^2} \right| = \lambda_D^2 | \dots | \ll 1 \quad (3-35)$$

Benutzen wir als Dichteverteilung eine Form:

$$n_e(r) = n_e(0) \cdot f\left(\frac{r}{\Lambda}\right) \quad (3-26)$$

, so ergibt sich hiermit:

$$\frac{\lambda_D^2}{\Lambda^2} \ll \left| \frac{f^2}{f \Delta f - |\nabla f|^2} \right| \quad (3-37)$$

Besonders einfach wird dieser Ausdruck, wenn man ebene Geometrie voraussetzt /13/:

$$f = \cos\left(\frac{r}{\Lambda}\right) \quad \Lambda = \frac{2R}{\pi} \implies \frac{\lambda_D}{\Lambda} \ll \cos\left(\frac{r}{\Lambda}\right) \quad (3-38)$$

Um eine globale Aussage zu erhalten ((3-37) und (3-38) gelten ja lokal), wird in /102, 103/ eine über das Plasmavolumen gemittelte Dichte verwendet:

$$\langle n_e \rangle := \frac{1}{V_P} \int_{V_P} n_e(r) d^3V \quad \langle \lambda_D \rangle := \lambda_D (\langle n_e \rangle) \quad (3-29)$$

In /102, 103/ ist nun ein experimentelles Kriterium angegeben: Solange gilt:

$$\frac{\Lambda}{\langle \lambda_D \rangle} > 86 \quad (3-40)$$

, ist der Fall der ambipolaren Diffusion so gut erfüllt, dass die Zeitkonstanten der Ionenströme bis auf 1 % genau durch die ambipolaren gegeben sind. Fällt die gemittelte Elektronendichte unter den aus (3-40) berechenbaren Wert, so erfolgt kontinuierlich der Übergang zur freien Diffusion der Elek-

tronen /104/ ($D_e \gg D_i$) und der Ionen (mit $D_i = D_a/2$ bei $U_e = U_i$). Das Verhalten der Ionen, bei denen dieser Übergang über eine Zwischenzone verläuft, in der sie schneller als ambipolar abklingen, ist auch in /90,91/ beobachtet worden und von Allis und Rose /105/ und Kregel /106/ theoretisch beschrieben.

Auch der Übergang von ambipolarer Diffusion zwischen Elektronen und Ionen zur Diffusion mit positiven und negativen Ionen wurde beobachtet /43, 91/. Er äussert sich in einem steilen Abfall der positiven Ionenströme um den Faktor 2 und anschliessender Verdopplung der Zeitkonstanten; Kregel /106/ hat auch hierfür eine Modellrechnung durchgeführt.

Bezogen auf unser Experiment ergeben sich folgende Aussagen:

- 1.) Aus dem Kriterium (3-40) ergibt sich als untere Grenze für die Gültigkeit des ambipolaren Modells eine Elektronendichte $\langle n_e \rangle$ von ca. 10^8 , die bei den Massenspektrometer-Messungen nach etwa 1-2 ms erreicht wird.
- 2.) Der Übergang zur ambipolaren Diffusion zwischen positiven und negativen Ionen wurde bisher nicht beobachtet. Dies kann bedeuten, dass negative Ionen, obwohl möglicherweise in der Entladung vorhanden /25-27/ nur eine untergeordnete Rolle spielen; es bedarf jedoch weiterer (positiver) Untersuchungen zur Klärung dieser Frage.

3.2.5.1. Zur Vernachlässigung der Ionenträgheitsterme

Bei Ableitung der Stromtransportgleichungen muss nach /94/ die Trägheit der Ionen berücksichtigt werden, womit ein Übergang vom Diffusions- zum Freifall-Modell möglich ist. Durch Umschreiben der in /94/ angegebenen Ausdrücke erhalten wir für eine allgemeinere Stromtransportgleichung:

$$\nabla_i \cdot \left(1 + \frac{1}{v_i} \nabla v_i \right) = b_i (n_i E - U_i \nabla n_i) \quad (3-41)$$

v_i mittlere Ionenstossfrequenz
 v_i Diffusionsgeschwindigkeit der Ionen

Durch analoge Verwendung der ambipolaren Näherung erhalten wir wie im vorigen Abschnitt aus der Abschätzung:

$$\left| \frac{1}{v_i} \nabla v_i \right| \ll 1 \quad (3-42)$$

unter Verwendung der Grundmode-Lösung und der Definition der Beweglichkeit:

$$b_i = \frac{e \lambda_i}{m_i \langle c_i \rangle} \quad \langle c_i \rangle := \left(\frac{3e U_i}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad v_i = \frac{\langle c_i \rangle}{\lambda_i} \quad (3-43)$$

einen (3-37) gleichenden Ausdruck als Kriterium für die Gültigkeit des Diffusionsmodells:

$$\frac{\lambda_i^2}{\Lambda^2} \ll \left| \frac{f^2}{f \Delta f - |\nabla f|^2} \right| \Rightarrow \frac{\lambda_i}{\Lambda} \ll \omega \left(\frac{R}{\lambda} \right) \text{ für Grundmode} \quad (3-44)$$

Verwenden wir auch hier ein globales Kriterium und setzen für " $\ll$ " $\frac{1}{10}$, so erhalten wir als untere Druckgrenze für die Gültigkeit des Diffusionsmodells einen Druck von 0.1 mbar für unser Rohr mit $\Lambda \approx 1$ cm.

3.2.6. Berechnung von Lösungen des Diffusionsmodells

Die Messungen in 3.1.3.3. haben gezeigt, dass die Reaktion der H_3^+ -Ionen mit dem Wasserstoff und mit Wasser zu Ionen mit wesentlich höheren Rekombinationskoeffizienten führen. Es sollen deshalb Lösungen des Diffusionsmodells unter Einbeziehung eines Konversionsprozesses und der Rekombination, und zwar zunächst rein radialabhängig, als erster Schritt zur besseren Beschreibung des Plasmas berechnet werden:

$$\begin{aligned} n_1 &:= [H_3^+] & n_2 &:= [H_5^+] \text{ oder } [H_3O^+] \\ v_c &:= K_2 [H_2O] \text{ oder } K_3 [H_2]^2 \end{aligned} \quad (3-45)$$

$$\frac{\delta n_1}{\delta t} = v - v_c n_1 - \alpha_1 n_1 n_e$$

$$\frac{\delta n_2}{\delta t} = v_c n_1 - \alpha_2 n_2 n_e$$

Wie in /11,12/ führen wir dimensionslose Grössen ein:

$$\begin{aligned}
 A &:= \frac{I_E (s_{eff}/p) p^2}{e (1+\delta) D_{a1}} & N_i &:= n_i/A, \quad N := n_0/A \\
 G &:= \frac{R^2 r_c}{D_{a1}} & S &:= \frac{R^2 A \alpha_2}{D_{a2}} & D &:= \frac{D_{a1}}{D_{a2}} = \frac{b_1}{b_2} & T &:= \frac{\alpha_1 D_{a2}}{\alpha_2 D_{a1}} \\
 U &:= \frac{U_e}{U_i} \\
 \Lambda &= \frac{R}{2.40} & \tau_1 &:= \left(\frac{D_{a1}^{(a)}}{\Lambda^2} \right)^{-1} \\
 \rho &:= \frac{r}{R} & \tau &:= \frac{t}{\tau_1}
 \end{aligned}$$

(3-46)

Setzen wir dies in (3-26) bzw. (3-28) ein, so erhalten wir für Elektronen und die Ionensorte 1 die Gleichungen für das Randwertproblem:

$$\Delta_p N + \tilde{v} - G N_1 (1-D) - S N (N + (T-1) N_1) = 0 \quad (3-47)$$

$$\begin{aligned}
 \Delta_p N_1 + U \left[N_1 \left(\frac{\Delta_p N}{N} - \frac{|\nabla_p N|^2}{N^2} \right) + \frac{\nabla_p N}{N} \cdot \nabla_p N_1 \right] + \\
 + (U+1) (\tilde{v} - G N_1 - T S N N_1) = 0 \quad N(1) = N_1(1) = 0 \\
 0 \leq \rho < 1
 \end{aligned}$$

Darin ist $\tilde{v}$ das Radialprofil der Neuerzeugung, für das die in /11,12/ beschriebene Entwicklung nach Diffusionsmoden verwendet wird:

$$\tilde{v} := \sum_{k=1}^{20} c_k j_0(R_k \rho) \quad j_0(R_k) = 0; \quad 2\pi \int_0^1 \tilde{v}(\rho) \rho d\rho = 1 \quad (3-48)$$

Die Grössen D, S, T, U sind freie Parameter des Gleichungssystems und werden zur Anpassung an die Messwerte variiert.

Wegen der Nichtlinearität der Rekombinationsterme und der Kopplung der Variablen ist (3-47) nur iterativ lösbar. Zur Aufstellung des "Ersatzsystems" werden die Ableitungen in Differenzenterme mit fünf Stützstellen /107/ entwickelt, deren Fehler von der Grössenordnung der vierten Potenz in der Schrittweite ist. Nur in der dem Randpunkt nächstgelegenen Stützstelle muss nach drei Stützstellen entwickelt werden, da eine Fortsetzung der Lösung über den Rand nicht möglich ist.

In dem entstehenden Differenzengleichungssystem:

$$N_k [C + S(N_k + (T-1)N_{1k})] = \{L_k(N) + \tilde{v}_k - G(1-D)N_{1k}\}$$

$$N_{1k} [C + (U+1)(G + TS N_k) - U F_k(N)] = \{\bar{L}_k(N_1) + (U+1)\tilde{v}\}$$

$$(K = 0, \dots, M) \quad N_M = N_{1M} = 0$$

$$C := \frac{30}{12 h^2} \quad h := \frac{1}{M}$$

$L_k(N), \bar{L}_k(N_1)$ Differenzausdrücke der
 $F_k(N)$: Ableitungen um Punkt (k)

$$\tilde{v}_k = \tilde{v}(k \cdot h) \quad (3-49)$$

wird nach N_k und N_{1k} aufgelöst. Der entstehende Zahlenwert ist die Näherung der nächsten Iterationsstufe (j+1):

$$N_k^{(j+1)} = \frac{\{L_k(N) + \tilde{v}_k - G(1-D)N_{1k}\}}{[C + S(N_k + (T-1)N_{1k})]} \text{ analog } N_{1k}^{(j+1)} = \frac{\{\bar{L}_k(N_1, \dots)\}}{[C + (U+1) \dots]} \quad (3-50)$$

Diese "Iteration" kann bei dominierender Rekombination nicht konvergieren, sondern liefert eine zwischen dem Ausgangswert und dessen Kehrwert oszillierende "Lösung". Abhilfe bringt, analog wie bei der Newton'schen Iteration zur Berechnung einer Quadratwurzel, eine "Mischung" aus alter und neuer Näherung:

$$N_k^{(j+1)} = \frac{1}{2} \left[\frac{\{ \dots \}}{[\dots]} + N_k^{(j)} \right] \quad \text{analog} \quad N_{1k}^{(j+1)} = \dots \quad (3-51)$$

Bei der Iteration wird ein Gesamtschrittverfahren /108/ angewandt; d.h. zur Berechnung einer neuen Näherung (j+1) werden in allen Stützstellen beider Gleichungen die Werte der alten (j) verwendet.

Mit diesem Verfahren werden bei 10 Stützstellen und einer Konvergenzschranke von 10^{-5} im Mittel nach 100 Iterationen Näherungslösungen der Diffusionsgleichungen mit einem Fehler der Grössenordnung 10^{-3} berechnet.

Die Lösungen der stationären Gleichungen dienen als Anfangswerte zur Berechnung des Zeitverhaltens. Hierbei wird die experimentell gefundene Thermalisierung der Elektronen (siehe 3.1.2.4) mit $U = 1$ in ihrer Auswirkung auf die ambipolaren Diffusionskoeffizienten und die Temperaturabhängigkeit der Rekombinationskoeffizienten mit $U^{-1/2}$ berücksichtigt. Damit ergibt sich für den Abklingfall (a) eine Modifikation der reduzierten Koeffizienten S und G gemäss:

$$S^{(a)} := \frac{U+1}{2} U^{\frac{1}{2}} S \quad G^{(a)} := \frac{U+1}{2} G \quad (3-52)$$

Ionenkonversion und Rekombination wirken sich also im abklingenden Plasma stärker aus als im stationären. Das zu lösende Gleichungssystem:

$$\frac{\partial N_1}{\partial \tau} = \frac{1}{R_1^2} \left[\Delta_1 N_1 + \left(\frac{\Delta_1 N}{N} - \frac{|\nabla_1 N|^2}{N^2} \right) N_1 + \frac{\nabla_1 N}{N} \cdot \nabla_1 N_1 - \right. \\ \left. - 2(G^{(a)} N_1 + T S^{(a)} N N_1) \right].$$

$$\frac{\partial \tilde{N}}{\partial \tau} = \frac{1}{R_1^2} \left[\Delta_1 N - G^{(a)} N_1 (1-D) - S^{(a)} N (N - (T-1) N_1) \right]. \quad (3-53)$$

mit der (leichter zu berechnenden) Zeitableitung der Hilfsgrösse:

$$\hat{N}_i = N_i + D (N - N_i) \quad N = \frac{\hat{N}}{D} + \left(1 - \frac{1}{D}\right) N_i \quad (3-54)$$

wird durch lineare Approximation der auszuführenden Integration über ein kleines Zeitintervall $\Delta \tau$ schrittweise gelöst:

$$N_{ik}(\tau_0 + \Delta \tau) = N_{ik}(\tau_0) + \Delta \tau \cdot \left(\frac{\partial N_{ik}}{\partial \tau} \right) \Big|_{\tau_0}$$

$$N_k(\tau_0 + \Delta \tau) = N_k(\tau_0) + \Delta \tau \cdot \left(\frac{1}{D} \cdot \frac{\partial \hat{N}_k}{\partial \tau} + \left(1 - \frac{1}{D}\right) \cdot \frac{\partial N_{ik}}{\partial \tau} \right) \Big|_{\tau_0} \quad (3-55)$$

Die rechten Seiten, berechnet nach (3-53) enthalten die Ortsableitungen wieder als Differenzenentwicklungen.

Das ALGOL-Programm zur Lösung der stationären und zeitabhängigen Gleichungen auf der Rechenanlage TR440 der Bayerischen Akademie der Wissenschaften ist im Anhang wiedergegeben, ebenso ein Programm zum Zeichnen der Zeitverläufe.

3.2.7. Eigenschaften der Lösungen des Diffusionsmodells, Vergleich mit den Experimenten

Bei der Berechnung von Lösungen ist bisher ein konstanter Kontraktionsradius r_c/R /11,12/ von 0.85 verwendet worden, was der Entladung von (4 mA, 0.35 mbar), welche am meisten untersucht wurde, gut entspricht.

Zur Berechnung der Parameter D und T werden Messwerte gemäss folgender Tabelle verwendet:

Tabelle 5: Beweglichkeiten und Rekombinationskoeffizienten

Ion	b_{ip}	Lit.	α_1 (300 K)	Lit	D	T
H_3^+	$(1.24 \pm 0.05)_{10^4}$	/83/	$2.3_{10^{-7}}$	/31/		
H_5^+	1.07_{10^4}	/109/	$2.5_{10^{-6}}$	/31/	1.2	0.08
H_3O^+	1.40_{10^4}	/110/	$1.3_{10^{-6}}$	/30/	0.9	0.2
mbar cm^2/Vs		cm^3/s				

Die Parameter G und S werden variiert, um die Abhängigkeit von Wasserkonzentration (bzw. Gasdruck) und Entladungsstrom berechnen zu können. Nicht alle der beschriebenen Eigenschaften der berechneten Lösungen sind direkt mit dem Experiment vergleichbar, da eine radiale Messung der Ionenkonzentration derzeit nicht möglich ist.

3.2.7.1. Stationäre Lösungen

Schon von der Anschauung her sollte die Konzentration c_2 der stärker rekombinierenden Ionensorte 2 an Orten niedriger Elektronendichte grösser sein als dort, wo diese maximal ist, also in der Achse. Dies ohne Berücksichtigung der unterschiedlichen Diffusionseigenschaften erwartete Verhalten wird von unseren Lösungen tatsächlich gezeigt, wie an den in Abb. 27 dargestellten Radialverläufen der "Konzentrationsüberhöhung"

$$\Delta c_2 := \frac{c_2(\rho) - c_2(0)}{c_2(0)} \quad (3-56)$$

für verschiedene Parameter G und S zu sehen ist. Die Randüberhöhung ist bei zunehmendem S (Rekombination) stärker, bei zunehmendem G (Konversion) dagegen schwächer.

Die Tatsache jedenfalls, dass bei starkem Einfluss der Rekombination Δc_2 die Grössenordnung 1 erreichen kann, zeigt, dass bei Annahme der Proportionalität zwischen Wandstrom und Achsendichte für die Ionensorte 2 aufgrund dieser Annahme ein Fehler von derselben Grössenordnung entstehen würde.

Die Abhängigkeit der Maximaldichte in der Achse von G mit Parameter S zeigt die Abb. 28. Daraus ist zweierlei zu entnehmen: Die starke Abnahme der Dichte mit S für kleine G zeigt, dass mit zunehmendem Druck und Strom ($S \propto A \propto I_p^2$) bereits die Rekombination des H_3^+ eine wesentliche Verkleinerung der maximalen Dichte bewirkt. Der Einfluss einer Verunreinigung (zunehmendes G) beginnt jedoch dann erst bei höheren Konzentrationen sich auszuwirken.

Versuchen wir einen quantitativen Vergleich mit dem Messwert 2.2_{10}^{10} /53/: Aus den Entladungsdaten ergibt sich bei Berücksichtigung des exponentiellen Abfalls der Erzeugung /15/ (gemessen wurde etwa 3 cm vom Glimmraum entfernt) und bei Annahme einer Elektronentemperatur von 0.055 V, eines effektiven Ionisierungskoeffizienten von $1.12 \text{ (mbar cm}^{-1}\text{)}$ und eines Plasmawirkungsgrades von 0.3 die Grösse A zu rund 2.2_{10}^{12} , womit N zu 10^{-2} wird. Der Parameter S hat die Grösse 5.9_{10}^3 , womit die Kurve etwa in der Mitte zwischen den beiden unteren eingezeichneten liegen dürfte. Die verbleibende Diskrepanz um einen Faktor von ca. 2 könnte durch eine höhere Wasserkonzentration, also grösseres G erklärt werden, ausserdem müssen jedoch auch noch der Verlust über $H_5^+(G=1, S(H_5^+) = 1.5_{10}^4)$ und die Axialdiffusion der Ladungsträger berücksichtigt werden, welche durch das rein radialbestimmte Modell mit nur einer Reaktion nicht erfasst werden. Deshalb wollen wir uns hier mit der grössenordnungsmässigen Übereinstimmung begnügen.

3.2.7.2. Abklingende Lösungen

1.) Profile: Von den Abklinglösungen wird erwartet, dass sie zu späten Zeiten in die Grundmode ($J_0(2.40 \varphi)$) übergehen. Dass sie dies tun (Abb. 29), ist nicht nur ein Beweis dafür, dass wir richtig gerechnet haben, sondern zeigt darüber hinaus anschaulich, wie das allgemeine Diffusionsmodell, (welches wir ja durchgehend verwenden), im Laufe der Zeit immer mehr in das "Behältermodell" übergeht. Die Messpunkte von Zite-Ferency /53/ zeigen gute Übereinstimmung mit den berechneten Profilen.

2.) Konzentrationsüberhöhung: Mit dem Übergang in das Behältermodell muss sich auch die Randüberhöhung der Konzentration c_2 abbauen. Dies ist für einen Parametersatz der Abb. 29 für die drei der Wand nächsten Stützstellen in Abb. 30 gezeigt. Aus den Kurven für $\varphi = 0.6$ und 0.7 ergibt sich nach dem Abschalten ein vorübergehender Anstieg von Δc_2 , der von der Anschauung her nicht erwartet wird und nur

durch ein kompliziertes Zusammenwirken aller Prozesse zustandekommen kann.

3.) Zeitverläufe von Dichten und Wandströmen: In den Abbildungen 31 bis 36 sind Abklingverläufe wiedergegeben, wie sie für den Fall einer Wasserverunreinigung berechnet werden: Aufgetragen sind die auf die Elektronendichte des stationären Plasmas normierten Dichten N , N_1 und N_2 sowie die auf den Elektronen- (= Gesamt-) strom normierten Wandströme gegen τ (auf Grundmode-Zeitkonstante des Ions 1 normiert) in einer halblogarithmischen Skala.

Die Wandströme der Elektronen, die der Summe aller Ionenströme gleich sind, fallen zu frühen Zeiten steiler als die Elektronendichte in der Achse. Die Krümmung und der anfänglich steile Abfall nehmen mit wachsendem S (Rekombination) zu und sind auch nur durch Rekombination zu erklären. Dies ist in Übereinstimmung mit Messungen der Dichteverläufe von Zite-Ferency und dessen Berechnungen /53/, welche zeigen, dass diese Krümmung der logarithmischen Abklingkurven nicht auf die Einstellung der Grundmode allein zurückgeführt werden kann. Die Änderung des Radialprofils ist jedoch dafür verantwortlich, dass die Wandströme anfänglich steiler fallen. Ein paralleler Verlauf zwischen Achsendichte und Wandstrom zeigt an, wann sich die Grundmode eingestellt hat, deren Zeitkonstante vom dominierenden Ion bestimmt ist.

Für die Ionensorte 1 (H_3^+) gilt dasselbe: auch hier sind die Wandströme stärker gekrümmt als die Achsendichten und fallen für kleine G mit den Kurven der Elektronen zusammen. Die Konversion wirkt sich mit zunehmendem G in einer Abnahme der Zeitkonstanten aus.

Am auffallendsten ist der Unterschied zwischen beiden Kurven bei der Ionensorte 2 (H_3O^+), wo die Dichten in der Achse nach anfänglich steilem Abfall, welcher durch die Zunahme des Rekombinationskoeffizienten aufgrund der angenommenen Thermalisierung der Elektronen bedingt ist, wesentlich flacher verlaufen als die Ionenströme. Diese zeigen bei

nicht allzu grossem G als auffallendstes Merkmal einen Wendepunkt, in dessen Umgebung sie einen scheinbar exponentiellen Verlauf über eine bis zwei Zeitkonstanten τ_1 besitzen. Die "Zeitkonstante" dieses Abfalls ist im berechneten Beispiel umso grösser, je kleiner G ist, und von S nur sehr schwach abhängig, und kann τ_1 um ca. 60 % übersteigen. Dies ist qualitativ in Übereinstimmung mit den Messungen der Abklingkurven von H_3O^+ und N_2H^+ , quantitativ ist jedoch noch eine Diskrepanz um einen Faktor 2 vorhanden, da die Abklingmessungen beim Wasserion eine "Zeitkonstante" vom bis zu Dreifachen der Grundmode-Konstante ergeben (siehe Abb. 21 bis 24).

Bei kleinen G würde sich eine bessere quantitative Übereinstimmung durch eine Reduzierung der Beweglichkeit von H_3O^+ auf etwa die Hälfte ergeben, (Abb. 37), gestützt auf das Argument, dass die in /110/ gemessene Beweglichkeit nur durch eine Plausibilitätsbetrachtung dem Ion H_3O^+ zugeschrieben wurde, welches zwar in der Apparatur gefunden wurde, jedoch bei der Beweglichkeitsmessung selbst nicht (etwa nach der Methode von McDaniel /111/) positiv identifiziert wurde.

In diesem Fall ergibt sich jedoch die neue Schwierigkeit, dass bei grossem G das Plasma in der Grundmode zu langsam abklingt, wenn nicht eine weitere Reaktion von H_3O^+ angenommen wird (Abb. 38 zum Vergleich mit Abb. 25).

Zur endgültigen Klärung dieser Frage reicht das gegenwärtig vorhandene Messmaterial nicht aus, so dass sie hier offenbleibt. Im ganzen sehen wir jedoch in der qualitativen Übereinstimmung der Verläufe der Wandströme in Anbetracht der vielen Vereinfachungen ein starkes Indiz für die Richtigkeit der neuen Beschreibung, welches eine (sehr rechenintensive) Erweiterung auf zwei Dimensionen und die Einbeziehung weiterer Reaktionen und Ionensorten rechtfertigt.

Zu einem Test dieses Modells wäre ein Edelgas-Plasma gut geeignet, in welchem die Atomionen in Molekülionen konvertieren. In einem abklingenden Hochfrequenzplasma in Argon findet Armour /99/ im Verlauf der Ar_2^+ -Ionen einen deutlichen Wendepunkt; ausgewertet werden jedoch nur späte Zeitverläufe.

4. Zusammenfassende Diskussion

4.1. Leistungsfähigkeit von Messmethode und Meßsystem

Die ersten Ergebnisse zeigen, dass eine Kombination von Messungen an stationären und abklingenden Entladungen gut geeignet ist, Aussagen über die Elementarprozesse der Dichtebilanz in Niederdruckplasmen zu machen. Eine wichtige Rolle kommt dabei den Messungen mit dem Massenspektrometer zu, deren Interpretation im Abklingplasma mit weniger systematischen Fehlern zu rechnen hat als im stationären. Die von uns neu eingeführte Beschreibung von Mehrkomponentenplasmen sollte jedoch auch eine verbesserte Auswertung von stationären Messungen erlauben. Bei den Sondenmessungen hat die neu entwickelte "Floating-Regelung" in unseren Augen einen wesentlichen Fortschritt gebracht; trotzdem ist grosses Augenmerk auf die Vermeidung von Hystereseeffekten der Sondenkurve zu richten. Die Auswertung mit Hilfe der Theorie von Laframboise im Elektronenstrombereich halten wir für optimal, während im Ionenstrombereich bei hohem Gasdruck Zweifel bestehen, ob sich eine "stossfreie" Theorie anwenden lässt.

Aufgrund der Verwendung des Rechners ist unser Meßsystem äusserst flexibel, wozu auch die von uns entwickelten Komponenten beitragen. Eine Variation der Messmethode (z.B. Puls-sondenmessungen /11,12/, Messung der Sondenspannung bei konstantem Strom, Bildung der 2. Ableitungen von Sondenkurven, Photonenzählung, logarithmisches Ausdrucken von Messkurven) ist meist durch Umschalten einiger Komponenten oder Variation des Programms zu erreichen. Das Fehlen eines Massenspeichers mit schnellem Zugriff auf die entwickelten Programme erweist sich als grosses Hindernis für die volle Ausnutzung dieser Flexibilität.

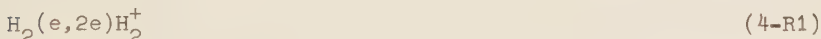
4.2. Gelöste und offene Fragen der Dichtebilanz im Wasserstoff-Glimmlicht

Die bereits in der Einleitung vertretene These, dass Konversionsprozesse positiver Ionen entscheidend zur Einstellung des Absolutwerts der Plasmadichte beitragen, sehen wir für das Wasserstoffglimmlicht als bestätigt an, ebenso den wesentlichen Beitrag der dissoziativen Rekombination von H_3^+ , H_5^+ (bei hohem Druck) und im (Falle von Verunreinigungen) der Hydroniumionen zu den Plasmaverlusten.

Quantitativ finden wir Übereinstimmung, wenn wir die Ratenkoeffizienten von Bohme /84/ und Huntress /85/ für Reaktionen von H^+ und H_3^+ mit H_2O zur Beschreibung der Abklingexperimente verwenden; zur Gewinnung genauerer Aussagen sind weitere Experimente erforderlich.

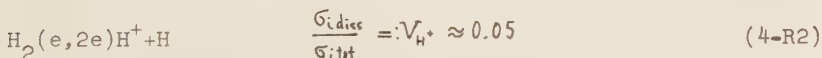
Unter Verwendung aller vorhandenen Information /28 - 31, 84, 85/ können wir ein Reaktionsschema für die positiven Ionen-Molekülprozesse im H_2 -Glimmlicht mit Verunreinigen durch H_2O und N_2 aufstellen, das in Abb. 39 gezeigt ist.

Die Primärisionisation durch die Fallraumelektronen erzeugt nach:

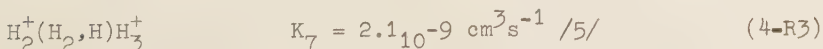


H_2^+ - Ionen, dabei wird eine "effektive Ionisierung" durch Faltung des Ionisierungsquerschnitts /94/ mit der Energieverteilung der schnellen Elektronen gewonnen /15/.

In /94/ ist für Elektronenenergien bis 1000 eV das Verzweigungsverhältnis für die "dissoziative Ionisierung" angegeben:

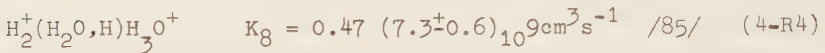


Aus dem Ratenkoeffizienten der Reaktion

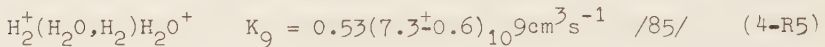


wird verständlich, warum H_3^+ im Glimmlicht dominiert und H_2^+ im Abklingplasma nicht nachweisbar ist: Seine Lebensdauer ist nur ca. 2 μs bei 0.1 mbar und daher mit unserem System nicht messbar, weil sie kleiner ist als die Ionenlaufzeit im Quadrupol. Deshalb ist die Annahme in unseren Modellrechnungen des Abschnitts 3.2 gerechtfertigt, H_3^+ sei das "Primärion".

Zur Produktion von H_3O^+ tragen ausserdem die Reaktion:



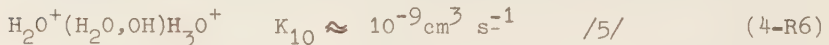
und der "Ladungsaustausch"



bei. Wegen der hohen Geschwindigkeit von Prozess (3-R6) führt auch (4-R5) letztlich ausschliesslich zur Bildung von H_3O^+ . Bei kleiner Wasserkonzentration c_w ist jedoch das Verzweigungsverhältnis der H_3O^+ -Bildung relativ zur H_3^+ -Bildung aus H_2^+ , gegeben durch:

$$V_w = \frac{(K_8 + K_9) c_w}{K_7 + (K_8 + K_9) c_w} \approx 3.5 c_w \quad (c_w \ll 1) \quad (4-1)$$

klein, so dass (3-R2) (Proton-Transfer von H_3^+) den Hauptbeitrag zur Bildung liefert. Nimmt die Wasserkonzentration zu, gewinnt dieser Prozess an Bedeutung ($V_w \approx 0.25$ bei $c_w = 0.1$), daneben muss auch der Proton-Transfer aus H_2O^+ :



einbezogen werden.

Die Reaktionen von H^+ und H_3^+ sind als (3-R1) bis (3-R6) bereits in Kapitel 3.1.3 aufgeführt.

Weiterhin ist die "Clusterbildung" der Hydroniumionen zu berücksichtigen, die in einer Gasentladung /113/, in anderen

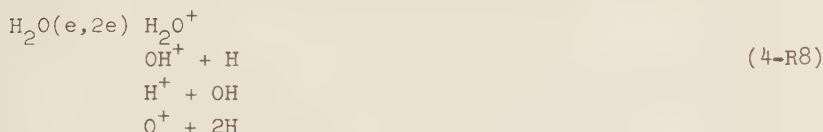
Plasmaexperimenten /28,31/ und (bei Anwesenheit von N_2 und O_2) im Massenspektrometer (P. Kekarle in /6/, S. 315 ff) beobachtet wurde und im Dreierstoss stattfindet:



Analog können sich bei grossem c_w durch sukzessive Anlagerung weiterer Wassermoleküle Cluster mit immer höherer Masse (bis $H_3O^+(H_2O)_6$ in /31/) mit zunehmendem dissoziativen Rekombinationskoeffizienten /31/ bilden, die jedoch bei kleiner Wasserkonzentration bedeutungslos sind.

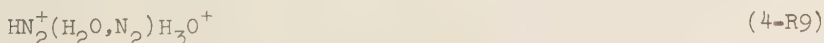
Ein bei Masse 21 mit äusserst geringer Konzentration (ca. 700 Impulse bei 2^{17} Messzyklen zu Beginn des Abklingens entsprechen ca. 10^{-16} A) (Abb. 40) gefundenes Ion könnte ein Clusterion $H_3O^+ \cdot H_2$ darstellen, bedarf aber positiver Identifizierung durch Einsatz von Deuterium im Entladungsgas und in der Wasserverunreinigung (und in beiden).

Bei kleiner Konzentration von Verunreinigungen ist es erlaubt, deren Primärionisierung etwa nach:

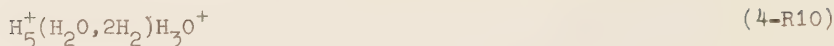


und die Folgereaktionen /27/ zu vernachlässigen. Wächst hingegen die Konzentration der Verunreinigung an, so sind auch die durch ihre Ionisierung entstehenden Produkte in die Bilanz einzubeziehen, für H_2O^+ z.B. wieder (3-R6) und (4-R6).

Offen ist in erster Linie der Rekombinationskoeffizient von HN_2^+ , dessen Messung (durch Variation der N_2 -Konzentration in $N_2 - H_2$ - Gemischen) das nächste Ziel der an der Anlage laufenden Arbeiten ist, ferner die Frage, ob eine Reaktion

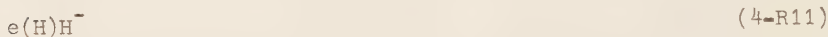


existiert. Auch die Möglichkeit von

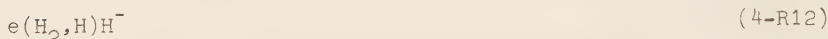


muss in Betracht gezogen werden. Die Existenz dieser Reaktion muss jedoch zuvor energetisch gesichert sein, d.h. für (4-R9) muss die "Protonenaffinität" von N_2 kleiner sein als die von H_2O (7.28 eV nach /6/, I, S. 29). Umgekehrt kann der Existenznachweis zur Abschätzung von Bindungsenergien dienen.

Ebenfalls nicht beantwortet ist die Frage nach der Bildung negativer Ionen und ihrer Bedeutung für die Dichtebilanz im Wasserstoff-Glimmlicht. Als sicher kann gelten, dass (wegen des kleinen Dissoziationsgrades, der in unseren Entladungen mit dem Massenspektrometer nicht messbar ist,) die direkte Anlagerung:



, welche zudem einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt hat ($\approx 10^{-23} \text{ cm}^2$ nach /7/ II, S1260), bedeutungslos sein sollte. Aber auch endotherme dissoziative Prozesse wie



werden von Schmidt /24/ sogar für die positive Säule, in welcher die Elektronenenergie wesentlich höher ist, als bedeutungslos angesehen, könnten jedoch bei Beimischung von O_2 , CO, NO oder besonders H_2O doch einen Einfluss haben. Aus dem Wirkungsquerschnitt für H^- - Bildung aus H_2O von der Größenordnung 10^{-17} cm^2 bei 6.5 eV (/7/ II, S. 1037) ergibt sich ein Ratenkoeffizient von ca. $1.7 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, für die Bildung negativer Ionen kommt jedoch nur die "schnelle Gruppe" der Elektronen /15, 69/ in Frage, für die sich eine reduzierte "Attachmentfrequenz" von $4.5 \cdot 10^7 (\text{mbar s})^{-1}$ ergäbe. Bei einer Wasserkonzentration von 10^{-3} in einer Entladung bei 0.35 mbar ergibt sich so bei Annahme einer Konzentration der (monoenergetisch angenommenen) schnellen Gruppe von $5 \cdot 10^{-3}$ /15, 69, 114/ an der

Elektronendichte von $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ eine Produktion von H^- - Ionen von der Grössenordnung $10^{12} (\text{cm}^{-3} \text{s})^{-1}$. Dem steht eine Produktion von H_3O^+ - Ionen der Grössenordnung $10^{14} (\text{cm}^{-3} \text{s})^{-1}$ aus Prozess (3-R2) gegenüber! Obwohl wir keine endgültige Aussage machen können, wird anhand dieses (eher nach der ungünstigen Seite abgeschätzten) Zahlenbeispiels deutlich, dass für die erhöhten Verluste bei Verunreinigung mit Wasser die Reaktionen der positiven Ionen die grössere Bedeutung haben müssen. Dies bedeutet jedoch nicht von vorneherein, dass ein Modell, welches mit in der Dichte linearen Verlusten (wie das Attachment-Modell) rechnet, automatisch ungültig sein muss. Wie wir im folgenden Abschnitt zeigen werden, ist ein solches Modell als Grenzfall auch bei Reaktionen positiver Ionen gültig.

Schliesslich muss auch noch die Bedeutung optischer Prozesse für die Reaktionen im stationären Plasma erörtert werden, und zwar weniger im Zusammenhang mit der Strahlung des durch die schnellen Elektronen angeregten Neutralgases /49, 76/ (das Plasma kann als optisch dünn gelten), als vielmehr mit der ungeklärten Verteilung der Anregungszustände der durch Elektronenstoss gebildeten Primärionen und ihrer Reaktionsprodukte. Insbesondere ist auch die Bildung des metastabilen $c^3 \prod_u (v=0)$ Zustandes von H_2 zu klären, welcher durch "Rearrangement"-Prozesse (F.W. Lampe in /6/, S. 624) zur Ionisierung beitragen kann.

4.3. Dichtebilanz in einem "Behältermodell" und Beziehung zum phänomenologischen Modell mit dichteproportionalen Verlusten

Zur Gewinnung erster qualitativer Aussagen über die Dichtebilanz unter Einbeziehung der Reaktionen (3-R1 ... R6) und (4 - R1 ... R7) werden Lösungen des "Behältermodells" mit dem im Anhang angegebenen Programm 3 berechnet, welches das entstehende Gleichungssystem:

$$[\text{H}^+] \left(D_{a1} / \Lambda^2 + (v_4 / p^2) \cdot p^2 + (v_5 / p) \cdot c_w p \right) - V_{H^+} (v / p) p = 0$$

$$[\text{H}_2^+] \left(D_{a2} / \Lambda^2 + (v_7 / p) p + ((v_8 / p) + (v_9 / p)) c_w p \right) - (1 - V_{H^+}) (v / p) \cdot p = 0$$

$$[H_3^+] \left(D_{a3}/\Lambda^2 + (v_1/p) c_N p + (v_2/p) c_w p + (v_3/p^2) p^2 + \alpha_3 n_e \right) - \\ - [(v_4/p^2) p^2 [H^+] + (v_7/p) p [H_2^+]] = 0$$

$$[H_5^+] \left(D_{a5}/\Lambda^2 + \alpha_5 n_e \right) - (v_3/p^2) p^2 [H_3^+] = 0$$

$$[H_2O^+] \left(D_{a18}/\Lambda^2 + (v_6/p) p + (v_{10}/p) \cdot c_w p \right) - [(v_5/p) [H^+] + (v_9/p) [H_2^+]] c_w p = 0$$

$$[H_3O^+] \left(D_{a19}/\Lambda^2 + (v_{11}/p^2) c_w p^2 + \alpha_{19} n_e \right) - [(v_6/p) [H_2O^+] + (v_8/p) [H_2^+] + \\ + (v_2/p) [H_3^+] + (v_{10}/p) [H_2O^+]] c_w p = 0$$

$$[HN_2^+] \left(D_{a29}/\Lambda^2 + \alpha_{29} n_e \right) - (v_1/p) [H_3^+] c_N p = 0$$

$$[H_5O_2^+] \left(D_{a37}/\Lambda^2 + \alpha_{37} n_e \right) - (v_{11}/p^2) [H_3O^+] c_w p^2 = 0$$

$$n_e = \sum_i [i]$$

$$c_w := \frac{[H_2O]}{[H_2] + [H_2O]} \approx \frac{[H_2O]}{[H_2]} \quad c_N := \frac{[N_2]}{[H_2]}$$

$$v_i/p := \frac{I_E (S_{eff}/p) \cdot p}{(1+\delta) e} \cdot \frac{\int_0^{\tau/\Lambda} \tau/\Lambda}{2\pi \int_0^{\tau/\Lambda} \tau/\Lambda d\tau} =: B \int_0^{\tau/\Lambda}$$

(4-2)

iterativ löst. Dabei sind "reduzierte Konversionsfrequenzen" gemäß:

$$(v_i/p) := K_i n^{(0)} (1 \text{ mbar}) = 2.65_{10}^{16} K_i [(mbar \cdot s)^{-1}] \quad (4-3)$$

eingeführt und die Massenzahlen zur Unterscheidung der Diffusions- und Rekombinationskoeffizienten verwendet. Das

Gleichungssystem ist nichtlinear und verletzt daher unsere Gültigkeitskriterien des Behältermodells, weshalb wir keine quantitativen Aussagen aus seinen Lösungen machen.

Solche Lösungen werden für konstante "druckreduzierte" Neuerzeugung (dies entspräche konstantem Entladungsstrom, wenn nicht die effektive Ionisierung s_{eff}/p , der Plasmawirkungsgrad δ und der Querschnitt $2r_c$ des Fallraum-Elektronenstrahls implizit druckabhängig wären) mit variabler Wasserkonzentration c_w in Abb. 41 und mit $c_N = 10^{-3}$ in Abb. 42 gezeigt, wobei die berechnete Achsendichte gegen den Druck aufgetragen ist.

Als wichtigste qualitative Aussage können wir jedoch ansehen, dass die Ionen H_3^+ , H_3O^+ und HN_2^+ in der Entladung dominieren (Abb. 43); da dies im Einklang mit unseren Messungen ist, lässt sich daraus der Schluss ziehen, dass keine wichtige Reaktion vergessen wurde.

In Abb. 42 ist zusätzlich die Druckabhängigkeit der Dichte eingezeichnet, wie sie sich aus einem Attachment-Modell (hier mit $v_a/p = 3.75 \text{ (mbar s)}^{-1}$) ergeben würde:

$$n_e(p) = \frac{(v/p) \cdot p^2}{(D_a p / \Lambda^2 + (v_a/p) p^2)} \begin{cases} \propto p^2 & (p \rightarrow 0) \\ \approx \text{const} & (p \text{ groß}) \end{cases} \quad (4-4)$$

Der so berechnete Verlauf weicht bis etwa 0.35 mbar nur wenige Prozent von der "Behältermodell"-Lösung mit $c_w = 10^{-6}$, $c_N = 10^{-3}$ ab, wobei α_{29} zu $2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ angenommen ist. Auch für andere Verunreinigungskonzentrationen lässt sich immer ein "Attachment"-Koeffizient finden, der einen gleichen Verlauf wie die Lösung des "Behältermodells" ergibt.

Im Grenzfall eines sehr grossen Rekombinationskoeffizienten eines durch Konversion oder Attachment entstehenden positiven bzw. negativen Ions wird das Plasma in beiden Fällen phänomenologisch durch einen in der Dichte linearen Verlustprozess

beschrieben. Vorausgesetzt muss dabei werden, dass die Dichte des entstehenden Ions so klein ist, dass seine Diffusion vernachlässigt werden kann:

$$0 \approx \begin{cases} v_c n_1 - \alpha_2 n_2 n_e & (\text{Konversion}) \\ v_a n_e - \alpha_- n_- n_1 & (\text{Attachment}) \end{cases} \quad (4-5)$$

Dann gilt in beiden Fällen:

$$n_1 \approx n_e = :n \quad (4-6)$$

und wir erhalten als (phänomenologische) Dichtebilanz /11/:

$$0 = D_{a1} \Delta n + v_- - v_c n \quad (4-7)$$

Die Lösung dieser Gleichung in der Grundmode ist (4-4).

4.4. Abschluss und Ausblick

Wenn ein Physiker ein komplexes System beschreiben will, so kann er auf zweierlei Weise vorgehen: Der eine Weg besteht darin, alle für die Beschreibung in Frage kommenden Vorgänge als "reine Fälle" in Einzelexperimenten zu realisieren und, sobald sie geklärt sind, zu einem Gesamtbild zu vereinigen, also "synthetisch" vorzugehen. Der "analytische" Weg führt bei Messung und Variation aller denkbaren Parameter und Vergleich mit möglichen Modellen zur Bestätigung oder Falsifizierung einer vorgegebenen Modellvorstellung, bis eine eindeutige Aussage erreicht wird. Beide Methoden müssen sich in der Regel ergänzen.

Das abklingende Glimmlicht ist in besserer Näherung als "reiner Fall" zu betrachten, wenn auch hier der Grad der Komplexität noch hoch genug ist. Die Messungen im Abklingplasma sind als Baustein zu dem 4.2. beschriebenen "synthetisch" aufgestellten Modell zu verstehen, die Modellrechnungen des

Abschnitts 3.2. müssen hinzukommen und das so entstehende Gesamtbild hat sich in einer Analyse zu bewähren. Damit wäre auch unser Fernziel erreicht.

Die Analyse und Synthese komplexer Systeme verlangt ihrerseits wieder den Einsatz so komplexer Systeme, wie sie elektronische Rechenanlagen darstellen. Ihr Gebrauch ist kein Selbstzweck (obwohl er manchmal dazu tendiert), sondern Notwendigkeit, wenn man die "Relevanz" der Fragestellung akzeptiert.

Die Berechtigung zur Untersuchung eines so komplexen Systems wie des Glimmlichts glauben wir aus mehreren Gründen ableiten zu dürfen:

Erstens sind in den Plasmen, die für die Technik Bedeutung haben (Lichterzeugung, Gaslaser, Ionenquellen) niemals "reine Fälle" realisiert, so dass wir hoffen können, hier wenigstens einen methodischen Beitrag geleistet zu haben. In diesem Zusammenhang halten wir für wichtig den Nachweis, dass Untersuchungen zur Aufklärung von Bilanzprozessen optimal durch Messungen am stationären und abklingenden Plasma durchgeführt werden, die Erweiterung der Diffusionsbeschreibung von Mehrkomponentenplasmen und die Verbesserung der Sondenmessmethode.

Weiterhin bietet die Messung von Bilanzgrößen in einem Glimmlicht Vorteile auch gegenüber einem "strömenden Abklingplasma" (siehe /5,6,28,29/), welches freilich für die Bestimmung der Ratenkoeffizienten von Ionen-Molekülprozessen flexibler ist), weil auch Rekombinationskoeffizienten bestimmt werden können. Gegenüber Hochfrequenzplasmen ist als Vorteil zu vermerken, dass die Elektronentemperatur des stationären Glimmlichts wesentlich niedriger ist und nahezu die Gastemperatur erreichen kann, wodurch die Änderung der Rekombinationskoeffizienten zwischen dem stationären und dem abklingenden Plasma weniger gravierend ist, dasselbe gilt auch im Vergleich zur positiven Säule. Zusätzlich bieten sich Variation der Gastemperatur (und damit von U_e und U_1) durch Heizung oder Kühlung des Entladungsrohres /30, 31/ und der Elektronentemperatur allein durch Hochfrequenzheizung der Plasmaelek-

tronen /30/ als weitere Versuchsparameter an, so dass noch Wege offen sind, zusammen mit der Variation von Gasdruck, Entladungsstrom, Gasmischung und Diffusionslänge einen weiteren Parameterbereich zu überdecken.

Drittens lassen sich Messmethode und Formalismus der Beschreibung auch für ein Plasma übernehmen, welches durch einen Elektronenstrahl aus einer Elektronenkanone erzeugt wird /115, 116/. Hiermit eröffnen sich neue Möglichkeiten für die Untersuchung von Bilanzprozessen, weil die (druckabhängige) Kopplung zwischen Entladungsstrom und Spannung entfällt.

Darüber hinaus halten wir aber auch das zuweilen als "akademisch" abgewertete Streben nach "reiner" Erkenntnis als eine spezifisch menschliche Triebkraft für berechtigt, ja sogar für notwendig.

5. Literaturverzeichnis

- /1/ Plasmaphysik-Glossar, Terminologie-Büro der Kommission der EG, Brüssel 1969
- /2/ Schottky W., Z. Physik 25, 342, 635 (1924)
- /3/ Weizel W., Rompe R. u. M. Schön, Z. Physik 112, 339, 113, 87, 730 (1939)
- /4/ Weizel W., Lehrbuch der Theoretischen Physik II, S. 1605 ff., Berlin 1958
- /5/ Mc Daniel E.W., et al., Ion-Molecule Reactions, New York 1970
- /6/ Franklin J.L. (Hrsg.), Ion-Molecule-Reactions I u. II, New York 1972
- /7/ Massey HSW., Burhop E. u. H. Gilbody, Electronic and Ionic Impact Phenomena I-IV, Oxford 1969-1974
- /8/ Mc Daniel E.W. u. M. McDowell (Hrsg.) Case Studies in Atomic Collission Physics, Amsterdam 1969
- /9/ Bederson B. u. W.L.Fite (Hrsg.) Atomic and Electron Physics (Methods of Experimental Physics 7A u. B), New York 1968
- /10/ Heisen A., Habilitationsschrift, Universität München 1969
- /11/ Heisen A. u. B. Wunderer, Z. Physik 224, 237 (1969)
- /12/ Wunderer B., Diplomarbeit, Universität München 1968
- /13/ Oskam H.J., Philips Res. Rept. 13, 335 (1958)
- /14/ Franck G. u. F. Schipp, Z. Physik 235, 313, 327 (1970)
- /15/ Franck G., Ann. Phys. 19, 323 (1967)
- /16/ Franck G. u. E. Schlosser, Z. Physik 224, 222 (1969)
- /17/ Mende B., Diplomarbeit, Universität München 1971
- /18/ Himmel G. u. E. Möbius, Z. Naturf. 29a, 1572 (1974)
- /19/ Waidmann G., Z. Physik 198, 548 (1967)
- /20/ Whitmer R.F., Phys. Rev. 104, 572 (1956)
- /21/ Cronin I.C. u. M.C. Sexton, Proc. R.I.A. 69A, 1 (1970)

- /22/ Persson K.B. u. S.C. Brown, Phys. Rev. 100 , 729 (1955)
- /23/ Dawson P.H. u. A.W. Tickner, J. Chem. Phys. 45, 4330 (1966)
- /24/ Schmidt M., Beitr. Plasmaphysik 9, 11, 227 (1969)
- /25/ Tüxen O., Z. Physik 103, 463 (1936)
- /26/ Fite W.L., Phys. Rev. 89, 411 (1953)
- /27/ Prelec K. u. Th. Sluyters, Rev. Sci. Instrum. 44, 1451 (1973)
- /28/ Burt J. et al., J. Chem. Phys. 52, 6062 (1970)
- /29/ Fehsenfeld F.C. Schmeltekopf A.L. u. E.E. Ferguson, J. Chem. Phys. 46, 2802 (1966)
- /30/ Leu M.T. Biondi M.A. u. R. Johnsen, Phys. Rev. A 7, 292 (1972)
- /31/ Leu M.T., Biondi M.A. u. R. Johnsen, Phys. Rev. A 8, 413, 420 (1973)
- /32/ Peart B. u. K.T. Dolder, J. Phys. B 7, 240, 1948 (1974)
- /33/ Swift, J.D. u. M.J.R. Schwar, Electrical Probes for Plasma Diagnostics, London 1970
- /34/ Schmidt M. u. G. Hinzpeter, Beitr. Plasmaphysik 10, 183 (1970)
- /35/ Drawin, H.W. in Plasma Diagnostics (Hrsg. W. Lochte-Holtgreven) Amsterdam 1968
- /36/ Märk T.D. u. H.J. Oskam, Acta Physica Austr. 35, 214 (1972)
- /37/ Märk T.D. u. H.P. Helm, Acta Physica Austr. 40, 158 (1974)
- /38/ Pahl M., Z. Naturf. 12a , 632 (1957)
- /39/ Pahl M., Lindinger W. u. F. Howorka, Z. Naturf. 27a, 678 (1972)
- /40/ Boyd R.L.F. u. F.D.A. Boylett, Proc. Roy. Soc. 296, 233 (1967)
- /41/ Blauth E.W., Dynamische Massenspektrometer, Braunschweig 196
- /42/ Mosharrafa M. u. H.J. Oskam, Physica 32, 1759 (1966)

- /43/ Smith D. u. I.C. Plumb, J.Phys. D 6, 1431 (1973)
- /44/ Oskam H.J., Physica 40, 594 (1969)
- /45/ Taegert P., Diplomarbeit, Universität München 1973
- /46/ Smith D., Goodall C.V. u. M.J. Copsey, J. Phys. B 2, 660 (1968)
- /47/ Application Note 93, Hewlett-Packard, Palo Alto 1969
- /48/ Dean A.G., Smith D. u. I.C. Plumb, J. Phys. E 5, 776 (1972)
- /49/ Peyke G., Diplomarbeit, Universität München 1972
- /50/ Pollermann M., Bauelemente der Physikalischen Technik, Berlin 1972
- /51/ PDP11 Handbook, Digital Equipment Corp., Maynard 1971
- /52/ PDP11 Unibus Interface Manual, Digital Equipment Corp., Maynard 1971
- /53/ Zite-Ferenczy F., Diplomarbeit, Universität München 1974
- /54/ Topp J., Dissertation, Universität München 1974
- /55/ Zite-Ferenczy F., Ferienpraktikumsarbeit, München 1971
- /56/ Feder A., Ferienpraktikumsarbeit, München 1972
- /57/ Tietze U. u. Ch. Schenk, Halbleiter-Schaltungstechnik, Berlin 1972
- /58/ Rayment S.W. u. N.D. Twiddy, J.Phys. D 6, 2242 (1973)
- /59/ D'Arcy, R.J. J. Phys. D 7, 1391 (1974)
- /60/ Musal, H.M., Jr., J. Appl.Phys. 41, 2605 (1970)
- /61/ Berger E. u. A. Heisen, J. Phys. D 8, im Druck (1975)
- /62/ Wunderer B., Verhandl. DPG (VI) 9, 515 (1974)
- /63/ Wunderer B., zur Veröffentlichung eingereicht bei J. Phys. E (Sci. Instrum.)
- /64/ Taegert P. u. B. Wunderer, Verhandl. DPG (VI) 9, 500 (1974)
- /65/ Laframboise J., UTIAS Rept. No. 100, Toronto 1966
- /66/ Sonin A.A., AIAA Journal 4, 1588 (1966)
- /67/ Graf K.A., UTIAS Rept. No. 108, Toronto 1965
- /68/ Inutake M. u. K. Kuriki, Contributed Papers, ICPG XI, 438, Prag 1973

- /69/ Franck G., Held R. u. H.-D. Pfeil, Z.Physik 256, 73 (1972)
- /70/ Elsner J., Diplomarbeit, Universität München 1973
- /71/ Kasper W., Diplomarbeit, Universität München 1968
- /72/ Smith D. u. I.C. Plumb, J.Phys. D 6, 196 (1973)
- /73/ Schmidt M., Beitr. Plasmaphysik 6, 147 (1966)
- /74/ Brederlow G., Ann. Phys. 5, 414 (1960)
- /75/ Feder A., Diplomarbeit, Universität München 1974
- /76/ Frank W., Dissertation, Universität München 1971
- /77/ Sauter G.F., Gerber R.A. u. H.J. Oskam, Rev. Sci. Instrum. 37, 572 (1966)
- /78/ Novák M. u. G. Waidmann, Z.Angew.Physik 31, 300 (1969)
- /79/ Hesse I. u. U. Oberlack, Contributed Papers, ESCAMPIG II, 69, Innsbruck 1974
- /80/ Losch W., Diplomarbeit, Universität München 1964
- /81/ Sinnott G.A., Bibliography of Ion-Molecule Reaction Data Nat. Bur. Stand. (USA) Spec. Publ. 381, (1973)
- /82/ Saporoschenko M., J. Chem. Phys. 42, 2760 (1965)
- /83/ Miller T.M. et al., Phys. Rev. 173, 115 (1968)
- /84/ Bohme D.K. private Mitteilung
- /85/ Huntress W.T., unveröffentlichte Messwerte (private Mitteilung von D.K. Bohme)
- /86/ Brömer H.H. u. J. Hesse, Z. Naturf. 23a, 1960 (1968)
- /87/ Henrich K. u. K.G. Müller, Z. Naturf. 29a, 1276 (1974)
- /88/ Franck G. u. H. Lüdemann, Z. Naturf. 27a, 1278 (1973)
- /89/ Helm H.P., et al., J. Phys. B 7, 170 (1974)
- /90/ Lineberger W.C. u. L.J. Puckett, Phys. Rev. 186, 116, 187, 286 (1969)
- /91/ Puckett L.J. u. W.C. Lineberger, Phys. Rev. A 1, 1635 (1970)
- /92/ Wilhelm J., Ann. Phys. (7) 5, 129 (1960)
- /93/ Self S.A. u. H.N. Ewald, Phys. Fluids 9, 2486 (1966)

- /94/ Laborie P., Rocard J.M. u. J.A. Rees, Sections efficaces électroniques, coefficients macroscopiques Bd. 1, Paris 1968
- /95/ Wunderer B., Beitr. Plasmaphysik 10, 271 (1969)
- /96/ Shkarofsky I.P., Johnston T.W. u. M.P. Bachynski, The Particle Kinetics of Plasmas, Reading, Mass. 1966
- /97/ Oskam H.J. u. W.J. Mittelstadt, Phys. Rev. 132, 1435 (1963)
- /98/ Veatch G.E. u. H.J. Oskam, Phys. Rev. A 1, 1498 (1970)
- /99/ Armour D.G., J. Phys. B 7, 1213 (1974)
- /100/ Lindinger W., Phys. Rev. A 7, 328 (1973)
- /101/ Franck G. u. A. Heisen, Beitr. Plasmaphysik 8, 117 (1968)
- /102/ Gerber R.A. u. J.B. Gerardo, Phys. Rev. A 3, 1703 (1971)
- /103/ Gerber R.A. u. J.B. Gerardo, Phys. Rev. A 7, 781, 8, 1638 (1973)
- /104/ Freiberg R.J. u. L.A. Weaver, Phys. Rev. 170, 336 (1968)
- /105/ Allis W.P. u. D.J. Rose, Phys. Rev. 93, 84 (1954)
- /106/ Kregel M.D., J. Appl. Phys. 41, 1978 (1970)
- /107/ Hämmerlin G., Numerische Mathematik I, Mannheim 1970
- /108/ Collatz E., Die numerische Behandlung von Differentialgleichungen, Berlin 1962
- /109/ Saporoschenko M., Phys. Rev. 139 A, 349 (1965)
- /110/ Fleming I.A., Tunncliffe R.J. u. J.A. Rees, J. Phys. B 2, 780 (1968)
- /111/ Mc Daniel E.W. u. E.A. Mason, The Mobility and Diffusion of Ions in Gases, New York 1973
- /112/ Blue E. u. J.E. Stanko, J. Appl. Phys. 40, 4061 (1969)
- /113/ Knewstubb P.F. u. A.W. Tickner, J. Chem. Phys. 38, 464 (1963)
- /114/ Franck G., Z. Physik 218, 460 (1969)
- /115/ Renner H., Dissertation, Universität München 1969
- /116/ Heider J., Diplomarbeit, Universität München 1972

6. Anhang

6.1. Eine "Nachbeschleunigungs-Sonde" zur Ionenextraktion aus dem Plasma

Um Ionendichten im Inneren des Plasmas zu messen, muss man die Ionen ohne Störung der Plasmadichteverteilung extrahieren und möglichst ohne Stösse in das Massenspektrometer transportieren.

Bringt man am entladungsseitigen Ende eines in das Plasma ragenden dünnen Rohres (Abb. 44) (Innendurchmesser ca. 2 mm) eine Blende mit ca. 20 mm Öffnung an, so ist deren Leitwert bei Molekularströmung rund $4 \cdot 10^{-5}$ l/s. Bei einem Gasdruck in der Entladung von 0.25 mbar ergibt sich ein Gaseinstrom von 10^{-5} mbar l/s, und bei 10 cm Rohrlänge mit einem Leitwert des Rohres von ca. 10^{-3} l/s hinter der Blende ein Druck von 10^{-2} mbar, womit sich eine freie Weglänge für die Ionen, die durch die Blende in das Rohr eintreten, von ca. 5 mm ergibt. Der Druck nehme linear in Längsrichtung ab und sei in der Analysatorkammer klein.

Ohne Anlegen eines elektrischen Längsfeldes würden also die Ionen zur Rohrwand gestreut und für eine Messung verlorengehen. Ein elektrisches Feld bewirkt zweierlei. Durch die Beschleunigung der Ionen nimmt der Streuquerschnitt ab, ausserdem gelangen die Ionen in ein Gebiet niedrigeren Gasdrucks, wo ihre freie Weglänge weiter zunimmt ($\propto 1/p$). Nehmen wir noch $\sigma \propto 1/U$ an, so ergibt sich für die Transmission der Röhre aus einem Freifall-Modell mit Streuung:

$$S_R = \exp \left(- \frac{L}{\lambda_0} \int_0^1 \frac{(1-\xi) U_0}{U_0 + V_0 \xi} \cdot d\xi \right) \quad (6-1)$$

$$\xi := \frac{x}{L} \quad U_0 := \text{Anfangsenergie der Ionen} \quad \lambda_0 := \frac{1}{n(o) \cdot \sigma(U_0)}$$

$$0 \leq \xi \leq 1 \quad V_0 := \text{angelegte Spannung} \quad (V_0 \gg U_0)$$

Mit der Variablentransformation:

$$\tilde{V} := U_0 + V_0 \xi \quad d\tilde{V} = V_0 d\xi \quad (6-2)$$

erhalten wir für das Integral in (6-1):

$$\int_0^1 \frac{(1-\xi)U_0}{U_0 + V_0\xi} d\xi = \frac{U_0}{V_0^2} \int_{U_0}^{U_0+V_0} \frac{U_0 + V_0 - \tilde{V}}{\tilde{V}} d\tilde{V} = \quad (6-3)$$

$$= \frac{U_0(U_0 + V_0)}{V_0^2} \ln \left(\frac{U_0 + V_0}{U_0} \right) - \frac{U_0}{V_0} \approx \frac{U_0}{V_0} \left(\ln \left(\frac{V_0}{U_0} \right) - 1 \right)$$

Mit $L/\lambda_0 = 20$ und $V_0/U_0 = 100$ erhalten wir unter den angegebenen Voraussetzungen einen Transmissionsfaktor von rund 0.5, der bei Verkleinerung der Blende und niedrigeren Drücken weiter anwächst (für 0.1 m bar berechnen wir bereits eine Transmission von 0.84).

Der Vorschlag zur Realisierung dieser Sonde besteht nun darin, ein Längsfeld hoher Homogenität im Inneren des Rohres durch einen leitenden Belag zu erzeugen, wie dies bei Kanalelektronenvervielfachern ("Channeltrons") geschieht. Dort sollen die Elektronen nun gerade die Wand treffen, um Sekundärelektronen auszulösen, weshalb die Rohre in der Regel gekrümmt sind. Ob mit einem geraden Kanalvervielfacher-Röhrchen die beschriebene Sonde realisierbar ist, muss ein Experiment zeigen.

Die anzulegende Spannung kann folgendermassen abgeschätzt werden:

Ein in axialer Richtung fliegendes Ion mit einer Radialkomponente der Geschwindigkeit, welche durch U_0 gegeben ist, soll nicht an die Rohrwand gelangen. Durch Lösen der Bewegungsgleichungen ergibt sich hierfür als Bedingung:

$$\left(\frac{V_0}{U_0} \right) > \left(\frac{L}{R} \right)^2 \quad (6-4)$$

Nehmen wir für U_0 0.1 Volt an, so müssen wir 1 kV an unser Röhrchen anlegen. Dies ist realisierbar, indem das Massenspektrometer-Ende auf -1 kV gelegt wird. Die Ankopplung an das Plasma könnte entweder über das "Floating-Potential" der Blende oder aber durch Einprägen einer Spannung von einigen Volt geschehen.

Durch Abbildung des mit kleiner Winkeldivergenz austretenden Ionenstrahls in die Eintrittsblende des Quadrupols mit einer Verzögerungslinse ist es möglich, eine solche Sonde bei feststehendem Quadrupol radial in der Entladung zu verschieben. Damit wäre eine quantitative Ausmessung der Dichteprofile der einzelnen Ionensorten und eine direkte Überprüfung der Ergebnisse des Abschnitts 3.2 zu erreichen. Weil dies wieder eine Relativmessung erfordert, würde selbst eine unterschiedliche Transmission der Sonde für verschiedene Ionensorten deren Radialprofile nicht ändern, selbst wenn die Verteilung der Komponenten an einem festen Punkt verfälscht sein sollte.

6.2. Rechnerprogramme für TR 440

1.) Berechnung der Radialprofile und Wandströme für zwei Ionensorten

```

000490 *BEGIN* *COMMENT* IONENKONVERSION MIT REKOMBINATION V
ON SORTE 2;
000500 *INTEGER* I, J, K, L, M, N, NP, NYCO, TCO, ZG, SAN, SNR, KO; *BOOLEA
N* FILA, START, FORT, WEITER;
000510 *REAL* R, S, T, U, V, W, X, Y, Z, UE, UP, NYC, DQ, RC, H, H2, RHO, L2, SC
HRA, BRE, LOGPAR,
000520 RQ, BRQ, ROM, NYGRE, DELT, BNY, BR, BND, BGR, DQM, DQQ, DQR;
000530 *REAL* *PROCEDURE* JNULL(X); *CODE*;
000540 *INTEGER* *PROCEDURE* TIME; *CODE*;
000550 *PROCEDURE* VOR(EIN); *PROCEDURE* EIN;
000560 *BEGIN* EIN(M); EIN(RC); *END*;
000570 READ(SNR, FORT, FILA); START:=*TRUE*; LOGPAR:=10*POWER*.25
; N:=10;
000580 GET(20, SNR, VOR);
000590 OUTPUT(30, *('X, '*(RC=*)', ZDD*'), RC); NYCO:=0;
000600 SAN:=1; H:=1/N; H2:=HxH; NP:=N+1; SCHRA:=*5; BRE:=500; DELT
:=.005;
000610 *BEGIN* *COMMENT* BLOCK2;
000620 *ARRAY* RK, CK, RKQ[1:M], NY, ANY, UNY, NE, ED, ER, NH, HD, HR, NES
P, WHSP[0:N];
000630 JN[1:M, 0:N];
000640 *PROCEDURE* LISTE;
000650 FORMAT(*('/', *('NEMAX=')', D.4D*-DD, X(/, X(-4ZD, B))')', 3,
NP);
000660 *PROCEDURE* AUS(DRUCCE); *PROCEDURE* DRUCCE;
000670 *BEGIN* X:=*4/NE[0]; DRUCCE(NE[0]);
000680 *FOR* I:=0*STEP*1*UNTIL*N*DO* DRUCCE(NE[I]xX);
000690 *FOR* I:=0*STEP*1*UNTIL*N*DO* DRUCCE(NH[I]xX);
000700 *FOR* I:=0*STEP*1*UNTIL*N*DO* DRUCCE((NE[I]-NH[I])xX);
000710 *END* AUS;
000720 *PROCEDURE* CRK(EIN); *PROCEDURE* EIN;
000730 *BEGIN* EIN(L); EIN(RC);
000740 *FOR* I:=1*STEP*1*UNTIL*M*DO* *BEGIN* EIN(RK[I]); EIN(CK[I
]);
000750 *END* *END*;
000760 *FOR* I:=0*STEP*1*UNTIL*N*DO* NE[I]:=NY[I]; NH[I]:=0;
000770 GET(20, SNR, CRK);
000780 *FOR* I:=1*STEP*1*UNTIL*M*DO*
000790 *BEGIN*
000800 X:=RK[I]; RKQ[I]:=XxX;
000810 *FOR* J:=0*STEP*1*UNTIL*N-1*DO*
000820 *BEGIN* JN[I, J]:=JNULL(XxJxH);
000830 NY[J]:=NY[J]+CK[I]xJN[I, J]; NE[J]:=NE[J]+CK[I]xJN[I, J]/
RKQ[I];
000840 *END* J;
000850 *END* I;
000860 NEUANFANG:
000870 READ(UE, NYL, NYGRE, DQ, RHO, RQ, ZG);
000880 UP:=UE+1; L2:=NY[0]/NE[0]; RQM:=1-RQ; NYCO:=0;
000890 X:=2xRKQ[1]; DQM:=DQ-1; DQQ:=DQM/DQ; DQR:=1/DQ;
000900 BR:=RHOxDLTXUP/X; BGR:=DELT/(H2xXx144); BR:=BRxSORT(UE)
; BRQ:=BRxRQ;

```

```

000910 *BEGIN* *COMMENT* BLOCK 3 ;
000920 *ARRAY* A, AU, A1, ANU, ANU, B, BU, BLU, BL, ARQ[0:2], NWT, JW, NET
, NHT, JE, JH[0:26];
000930 *PROCEDURE* GRAD (F, G, H);
000940 *ARRAY* F, G, H;
000950 *BEGIN*
000960 *INTEGER* I, IM, IMZ; *REAL* W, X, Y, Z; *BOOLEAN* BO;
000970 *FOR* I:=0 *STEP* 1 *UNTIL* N-1 *DO*
000980 *BEGIN* BO:= *NOT* GREATER* N-2; W:=F[I+1];
000990 Y:= *IF* BO *THEN* F[I+2] *ELSE* 0;
001000 IM:=ABS(I-1); IMZ:=ABS(I-2);
001010 X:=F[IM]; Z:=F[IMZ];
001020 G[I]:= *IF* BO *THEN* 8x(W-X)-Y+Z *ELSE* 6x(W-X);
001030 H[I]:= *IF* BO *THEN* (16x(W-X)-Y-Z)/30 *ELSE* (W+X)/2;
001040 *IF* I GREATER 0 *THEN* H[I] := G[I]/(1x(*IF* BO *THE
N* 30 *ELSE* 24))+H[I];
001050 *END* I;
001060 *END* PROC.;
001070 *PROCEDURE* ZEIT; *BEGIN* L:= ZG/Z+1;
001080 FORMAT(' *x, X(/, X(2D.DD, B, X(-2U.DDD, 3B))', x)*', L, 2, 6);
*END*;
001090 *PROCEDURE* AUSG(DR); *PROCEDURE* DH; *BEGIN*
001100 *FOR* I:=0 *STEP* 1 *UNTIL* ZG/2 *DO* *BEGIN* J:=1+ZG/2;
001110 DR(10x1xDEL T); DR(NHT[I]); DR(NHT[I]); DR(NWT[I]); DR(JE[I
]); DR(JH[I]); DR(JW[I]);
001120 DR(10xJxDEL T); DR(NHT[J]); DR(NHT[J]); DR(NWT[J]); DR(JE[J
]); DR(JH[J]); DR(JW[J]);
001130 *END* I *END* PROC.;
001140 *PROCEDURE* FILE(A); *PROCEDURE* A;
001150 *BEGIN* A(UE); A(NYC); A(DQ); A(RHO); A(RQ); A(ZG); A(NE[0]);
001160 *FOR* I:=0 *STEP* 1 *UNTIL* ZG *DO* A(NHT[I]);
001170 *FOR* I:=0 *STEP* 1 *UNTIL* ZG *DO* A(NHT[I]);
001180 *FOR* I:=0 *STEP* 1 *UNTIL* ZG *DO* A(NWT[I]);
001190 *FOR* I:=0 *STEP* 1 *UNTIL* ZG *DO* A(JE[I]);
001200 *FOR* I:=0 *STEP* 1 *UNTIL* ZG *DO* A(JH[I]);
001210 *FOR* I:=0 *STEP* 1 *UNTIL* ZG *DO* A(JW[I]);
001220 *END* PROC.;
001230 A[0]:= .2; A[1]:= .4; A[2]:= .5;
001240 NEU;
001250 X:=2xRKQ[1]; BNY:=NYCxUPxDEL T/X; BND:=BNYx(1-DQ);
001260 *FOR* K:=0, 1, 2 *DO*
001270 *BEGIN* AU[K] := UPx A[K]/144; AR[K]:= A[K] x H2 x RHO;
001280 AND[K]:= A[K] x NYCxH2x(1-DQ); ARQ[K]:= RQx A[K] x UP;
001290 BL[K]:= DELT/(H2x A[K] x RKQ[1]); B[K]:= DQ-BL[K];
001300 BLU[K]:= BL[K]/2; BU[K]:= 1-BLU[K];
001310 ANU[K]:= A[K] x NYCxH2x UP;
001320 *END* K;
001330 *IF* START *THEN* *BEGIN*
001340 *FOR* I:=0 *STEP* 1 *UNTIL* N-1 *DO*
001350 *BEGIN* K:=SIGN(I); *IF* I EQUAL N-1 *THEN* K:=2;
001360 ANY[I]:=NY[I]x A[K]xH2; UNY[I]:=UPx ANY[I];
001370 *ENU* I;
001380 *FOR* J:=0 *STEP* 1 *UNTIL* N *DO* NH[J]:=NE[J];:=0;
001390 *FOR* I:=1 *STEP* 1 *UNTIL* M *DO*
001400 *BEGIN* X:=1/(RKQ[I]/UP+NYC+UExL2/UP);

```

```

001410 Y:=CK[I]XZ;Z:=CK[I]X(1-NYC(1-DQ)X)/RKQ[I];
001420 *FOR*J:=0*STEP*1*UNTIL*N-1*DO*
001430 *BEGIN*NE[J]:=NE[J]+ZxJN[I,J];NH[J]:=NH[J]+YxJN[I,J];
001440 *END*J
001450 *END*I;
001460 *END*STARTVORGABE;
001470 Z:=TIME; L:=0;
001480 OUTPUT(30,*( '////,*(ZEIT VOR ITERATIONSBEGINN)',ZZD
,DD,*(SEC')')',Z/5);
001490 IT:=GRAD(NE,ER,ED);GRAD(NH,HR,HD);KO:=0;
001500 *FOR*I:=0*STEP*1*UNTIL*N-1*DO*
001510 *BEGIN*R:=NE[I];U:=NH[I];
001520 S:=ER[I];V:=S/R;T:=ED[I];
001530 K:=SIGN(I);
001540 *IF*I*EQUAL*N-1*THEN*K:=2;
001550 W:=AU[K]XV;
001560 Y:=(HD[I]+UNY[I]+WxHR[I])/(U+VxW-ED[I]xUE/R+ANU[K]+AR
Q[K]xR);
001570 X:=(T+ANY[I]-UxAND[K])/(1+AR[K]x(R-UxRQM));
001580 *IF*ABS(X/R-1)*LESS*SCHRA*THEN*KO:=KO+1;NE[I]:=(R+X)/
2;
001590 *IF*ABS(Y/U-1)*LESS*SCHRA*THEN*KO:=KO+1;NH[I]:=(Y+U
)/2;
001600 *END*I;
001610 L:=L+1;Y:=TIME;Y:=Y-Z;
001620 *IF*L*LESS*BRE*AND*KO*LESS*2xN*THEN**GOTO*IT;
001630 OUTLIST(30,LISTE,AUS);
001640 *IF*KO*LESS*2xN*THEN**BEGIN*OUTPUT(30,*( '/*,*(KEINE KO
NVERGENZ')')');
001650 *GOTO*SCHLUSS;*END*;
001660 OUTPUT(30,*( '/*,*(ENDE NACH ITERATION)',ZZD,*(MITTE
L',D,30'-D')',L,Y/L);
001670 *IF*NYCO/2*EQUAL*ENTIER(NYCO/2)*THEN**BEGIN*
001680 *FOR*I:=0*STEP*1*UNTIL*N*DO*
001690 *BEGIN*WESP[I]:=NE[I];NHSP[I]:=NH[I];*END*RETTUNG;
001700 *FOR*TCO:=0*STEP*1*UNTIL*Z6*DO*
001710 *BEGIN*
001720 *IF*TCO/4*EQUAL*ENTIER(TCO/4)*THEN**BEGIN*
001730 OUTPUT(30,*( '/*,*(PROFILE ZUR ZEIT)',ZD,DD')',10xTCOx
DELT);
001740 OUTLIST(30,LISTE,AUS);
001750 *END*AUSG,PROFIL;
001760 *FOR*L:=1*STEP*1*UNTIL*10*DO*
001770 *BEGIN*
001780 GRAD(NE,ER,ED);GRAD(NH,HR,HD);
001790 *FOR*I:=0*STEP*1*UNTIL*N-1*DO*
001800 *BEGIN*
001810 K:=SIGN(I);R:=NE[I];S:=ER[I]/R;T:=ED[I];U:=NH[I];
001820 *IF*L*EQUAL*1*THEN**BEGIN*V:=WESP[I];W:=NHSP[I];
001830 *IF*I*EQUAL*0*THEN**BEGIN*NET[TCO]:=LN(R/V);NHT[TCO]:=
LN(U/V);
001840 NWT[TCO]:=*IF*U*LESS*R*THEN*LN((R-U)/V)*ELSE*0;*END*;
001850 *IF*I*EQUAL*N-1*THEN**BEGIN*K:=2;W:=W+DQRx(V-W);X:=DQR
x(R-U);JE[TCO]:=LN((U+X)/W);
001860 JH[TCO]:=*IF*U*LESS*R*THEN*LN(X/W)*ELSE*0;JH[TCO]:=LN(
U/W);*END*;
001870 *END*L=1;

```

```

001880 V:=R[K]*xR+BL[K]*xT-BNDxU-BRxRx(R-UxRQM);
001890 W:=BLU[K]*x(MD[I]+Ux(T/R-2))-BGRxSx(UxS-HR[I])-(BNY+BRQ
xR)xU;
001900 NE[I]:=DQRxV+DQDxW;NH[I]:=U+W;
001910 *END*I;
001920 *END*L;
001930 *END*TCQ;
001940 *FOR*I:=0*STEP*1*UNTIL*N*DO*
001950 *BEGIN*NE[I]:=NESP[I];NH[I]:=NHSP[I];*END*RESTAURATION
;
001960 OUTLIST(30,ZEIT,AUSG);
001970 *IF*FILA*THEN**BEGIN*PUT(25,SAN,FILE);SAN:=SAN+1;*END*
FILAUSGABE;
001980 *END*ZEITABH.;
001990 OUTPUT(30,*(*/,(*/UE/U+ D1/D2 NYC/DA RHO
RH/RW)**));
002000 OUTPUT(30,*(*/,(D.DDD*D,2B)*),UE,DQ,NYC,RHO,RQ);
002010 *IF*FORT*THEN**BEGIN*
002020 START:=*FALSE*;NYC:=NYCxLOGPAR;NYCO:=1+NYCO;
002030 *IF*NYC*NOTGREATER*NYGRE*THEN**GOTO*NEU;
002040 *END*FORTSCHRITT;
002050 *END*BLOCK3;
002060 READ(WEITER);*IF*WEITER*THEN**BEGIN*START:=*TRUE*;*GOT
O*NEUANFANG;*END*;
002070 SCHLUSS:
002080 *END*BLOCK2;
002090 *END*PROGRAMM

```

2.) Programm zum "Plotten" der Zeitverläufe von Dichten und Wandströmen, die mit Programm 1 berechnet wurden

```

00010  'BEGIN
00020  'INTEGER I, J, K, L, M, N, ANZ, MN, O, Q;
00030  'ARRAY NB(0:100, 1:6), X, Y(0:26), NR(0:26, 1:6), P(1:7);
00040  'PROCEDURE FILE(A); 'PROCEDURE A;
00050  'BEGIN 'FOR J:=1 'STEP 1 'UNTIL 7 'DO A(P[J]);
00060  'FOR J:=1 'STEP 1 'UNTIL 6 'DO
00070  'BEGIN
00080  'FOR I:=0 'STEP 1 'UNTIL 100 'DO A(NB[I, J]);
00090  'END J;
00100  'END PROC.;
00110  'PROCEDURE SHEET(N, M, H); 'CODE'; 'PROCEDURE FIGURE(A, B, C
    , D); 'CODE';
00120  'PROCEDURE XGRID(X); 'CODE'; 'PROCEDURE YGRID(Y); 'CODE';
    'PROCEDURE CURVE(A, B, C, U, E);
00130  'CODE'; 'PROCEDURE SCALE(A, B, C, D, E, F); 'CODE';
00140  'PROCEDURE MOVETO(X, Y); 'CODE'; 'PROCEDURE MOVEON(U, V);
    'CODE'; 'PROCEDURE MARK(X); 'CODE';
00150  'PROCEDURE SIZE(X); 'CODE';
00160  READ(ANZ); 'FOR M:=1 'STEP 3 'UNTIL ANZ 'DO 'BEGIN
00170  SHEET(1, 530, 330); SIZE(4);
00180  'FOR N:=0 'STEP 1 'UNTIL 2 'DO 'BEGIN
00190  MN:=M*N; O:=20+170*N; Q:=170*(N+1); 'IF MN NOT GREATER ANZ
    'THEN 'BEGIN
00200  GET(20, MN, FILE); FIGURE(O, Q, 30, 300); SCALE(0, 100, 0, -9, 0,
    0);
00210  'FOR I:=0 'STEP 2 'UNTIL 20, 25 'STEP 5 'UNTIL 100 'DO
00220  'BEGIN
00230  K:=0 'IF I NOT GREATER 20 'THEN I/2 'ELSE 10+(1-20)/5;
00240  X[K]:=I; 'FOR J:=1 'STEP 1 'UNTIL 6 'DO NR[K, J]:=NB[I, J];
00250  'END I;
00260  XGRID(0); YGRID(-9);
00270  'FOR I:=0 'STEP 1 'UNTIL 5 'DO
00280  'BEGIN
00290  L:=20*I; MOVETO(L, -9); MARK(78); MOVEON(0, -1.25); OUTPUT(6
    7, '(*D)*', I);
00300  'END I;
00310  MOVETO(90, -8.83333); OUTPUT(67, '(*T/T1)*');
00320  'FOR I:=0 'STEP 1 'UNTIL 9 'DO
00330  'BEGIN
00340  MOVETO(0, 1); MARK(80); MOVEON(-3, 0); OUTPUT(67, '(-ZD)*',
    1);
00350  'END I;
00360  MOVEON(-2, 2); OUTPUT(67, '(*LN(N/NE)*')');
00370  'FOR J:=1 'STEP 1 'UNTIL 6 'DO
00380  'BEGIN
00390  'FOR I:=0 'STEP 1 'UNTIL 26 'DO Y[I]:=NR[I, J];
00400  CURVE(0, 26, X, Y, 11);
00410  'END J;
00420  MOVETO(80, 0); MOVEON(-5, 2);
00430  'FOR J:=1 'STEP 1 'UNTIL 5, 7 'DO
00440  'BEGIN
00450  OUTPUT(67, '(*D.3D*D)*', P[J]); MOVEON(-7, -2);
00460  'END J
00470  'END N 'END MN 'END M;
00480  'END PROGRAM;

```

3. Programm zur Lösung des "Behältermodells"

```

002110 *BEGIN*
002120 *INTEGER* I, J, K, L, H; *REAL* CPM, FA, H1, H2, H3, H5, W2, W3, W5, E
      X, Y, Z, P, NY, C, AH, AN, G, AH5, AW5, P2, CP, CP2, NH, AN, CN;
002130 *BOOLEAN* WE1, TEST;
002140 *ARRAY* NC[1:11], ND[1:7];
002150 READ(TEST); FA:=SQRT(1n);
002160 READ(AH, AH5, AN, AW5, AN); *FOR* I:=1 *STEP* 1 *UNTIL* 11 *DO* RE
      AD(NC[I]);
002170 *FOR* I:=1 *STEP* 1 *UNTIL* 7 *DO* READ(ND[I]);
002180 NEU: NY:=-14xFA; C:=-7;
002190 READ(CN); G:=-.05; *FOR* K:=1 *STEP* 1 *UNTIL* 3 *DO* *BEGIN* C:=
      *-6;
002195 *FOR* L:=1 *STEP* 1 *UNTIL* 11 *DO* *BEGIN*
002200 OUTPUT(9, '( /, 3(D.DD*-DD, BBBB), / )', C, CN, NY);
002210 *FOR* J:=1 *STEP* 1 *UNTIL* 25 *DO* *BEGIN* P:=.02xJ; CPM:=CNxP
      ; P2:=PxP; CP2:=CxP2; CP:=CxP;
002220 H1:=GxNY/(ND[1]/P2+NC[1]xP+NC[2]xC);
002230 H2:=(1-G)xNY/(ND[2]/P2+NC[3]+NC[4]xC);
002240 W2:=(NC[2]xH1+NC[4]xH2/2)/(NC[6]+ND[5]/CP2+NC[11]/C);
002250 *IF* J=1 *THEN* W3:=NH:=H5:=0; Y:=H1+H2+W2+W3; I:=0;
002260 IT:
002270 X:=AHxY+NC[5]xC+ND[3]/P+NC[8]xP2+NC[10]xC+PM;
002280 H3:=(SQRT(Xx4xAHxPx(NC[3]xH2+NC[7]xH5))-X)/(2xAH);
002290 X:=H3+Y; E:=-*IF* I=0 *THEN* X *ELSE* (E+X)/2; I:=I+1;
002300 H5:=(H3xP2xNC[8])/(ND[6]/P+AH5xE+NC[7]xP); NH:=H3xC+PMxN
      C[10]/(ANxE+ND[7]/P);
002310 W3:=CPx(NC[5]xH3+NC[4]xH2/2+(NC[6]+NC[11]/C)xW2)/(ND[4]
      ]/P+AHxE+NC[9]xCP2);
002320 W5:=W3xCP2xNC[9]/(AH5xE+ND[7]/P);
002330 Y:=NH+H1+H2+W2+W3+W5+H5; E:=(E+H3+Y)/2;
002340 *IF* TEST *THEN* OUTPUT(9, '( /, 2(D.DD*DD, 6B, B)', H3, W3);
002350 *IF* ABS(1-X/E) *GREATER* .5 *AND* I *LESS* 50 *THEN* *GOTO* IT
      ;
002360 OUTPUT(9, '( /, D.DD, 2B, D.4D*DD, 2B, 8(DVDDDD, B)', P, E, H1
      /E, H2/E, H3/E, H5/E, W2/E, W3/E, W5/E, NH/E);
002370 *IF* I=50 *THEN* OUTPUT(9, '( *(' NC') * )');
002380 *END* P; C:=CxFA; *END* L;
002385 NY:=NYxFA; *END* K;
002390 READ(WE1); *IF* WE1 *THEN* *GOTO* NEU;
002400 *END* PROGRAMM

```



Foto 1:Entladungsrohr

Wegen der Raumverhältnisse sind Aufnahmen der Anlage nur mit einer speziellen "Panorama"-Kamera möglich, für deren Überlassung ich Herrn E. Sell danke.

ADC

Bildschirm

Binäranzeige

Rechner

NIM-Ranmen

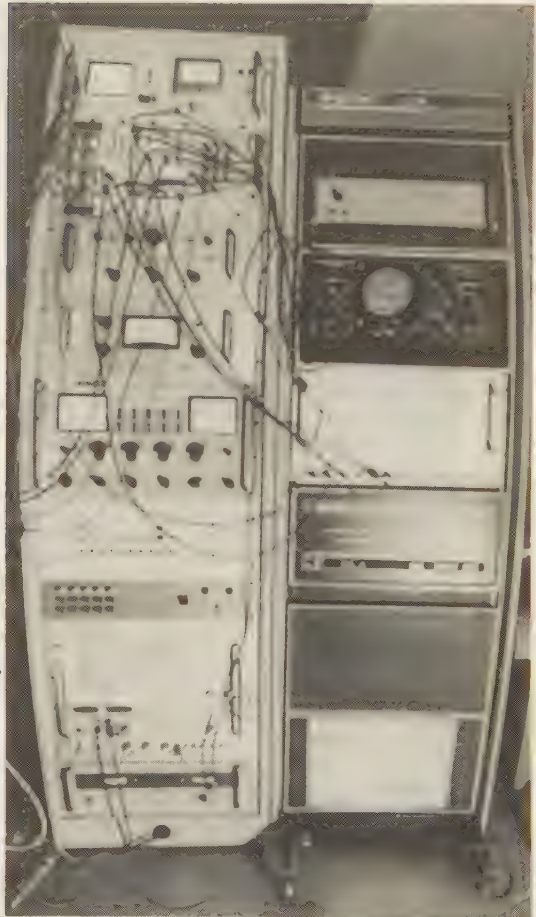
Druckregler

Quadrupol

Pumpstandsteuerung

Hochspannungspulser

Hochspannung



Rechnerschrank

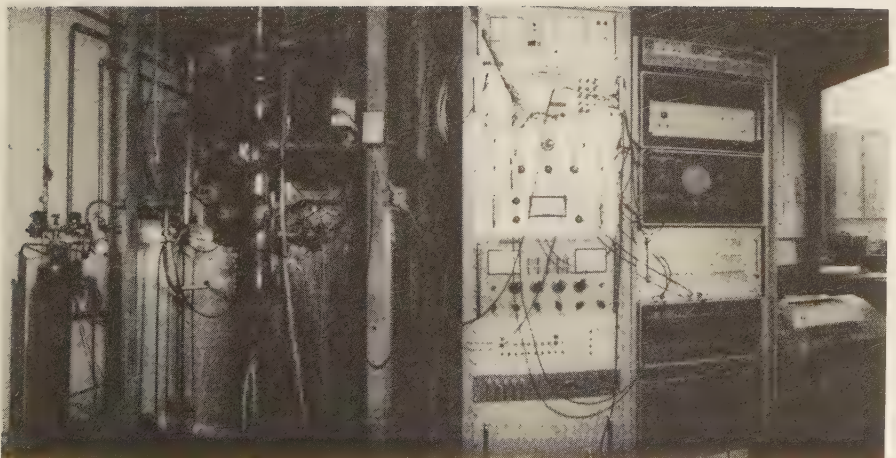


Foto 3: "Panorama" der Gesamtanlage

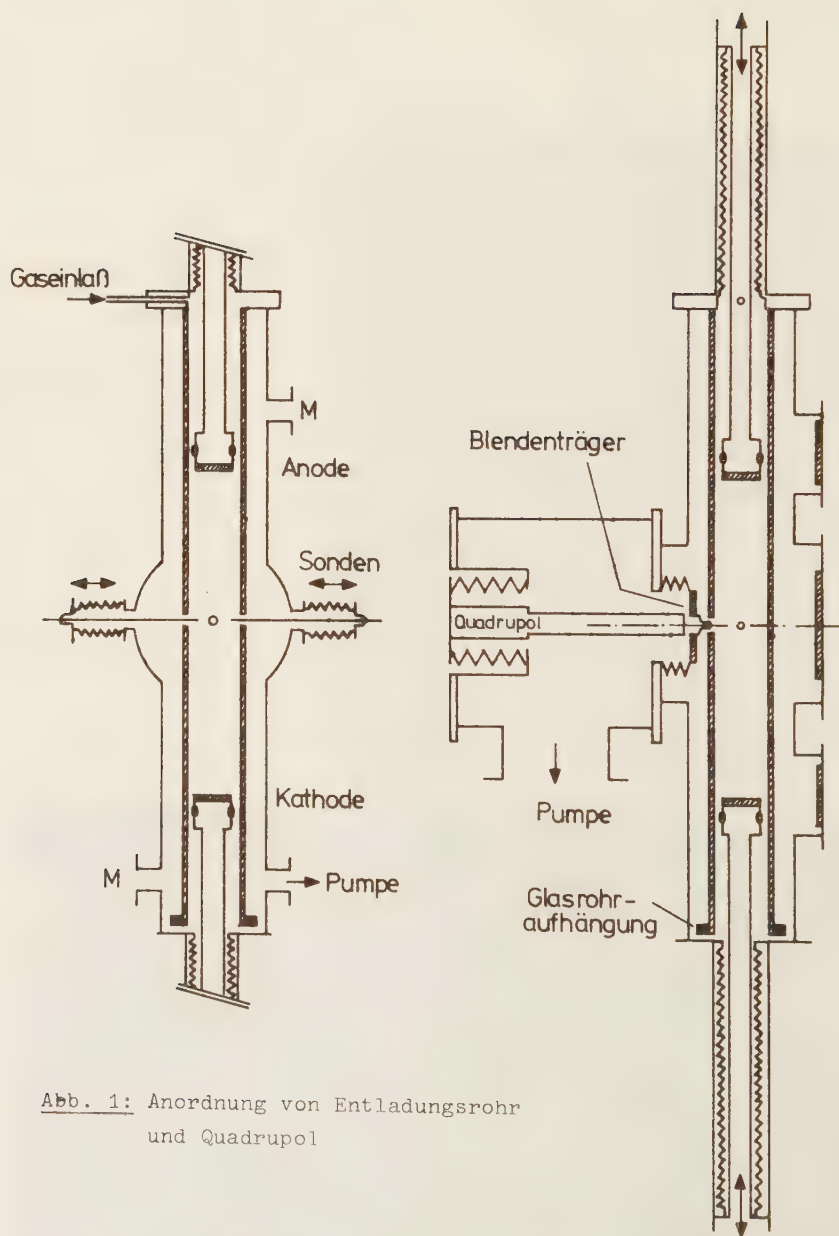


Abb. 1: Anordnung von Entladungsrohr und Quadrupol

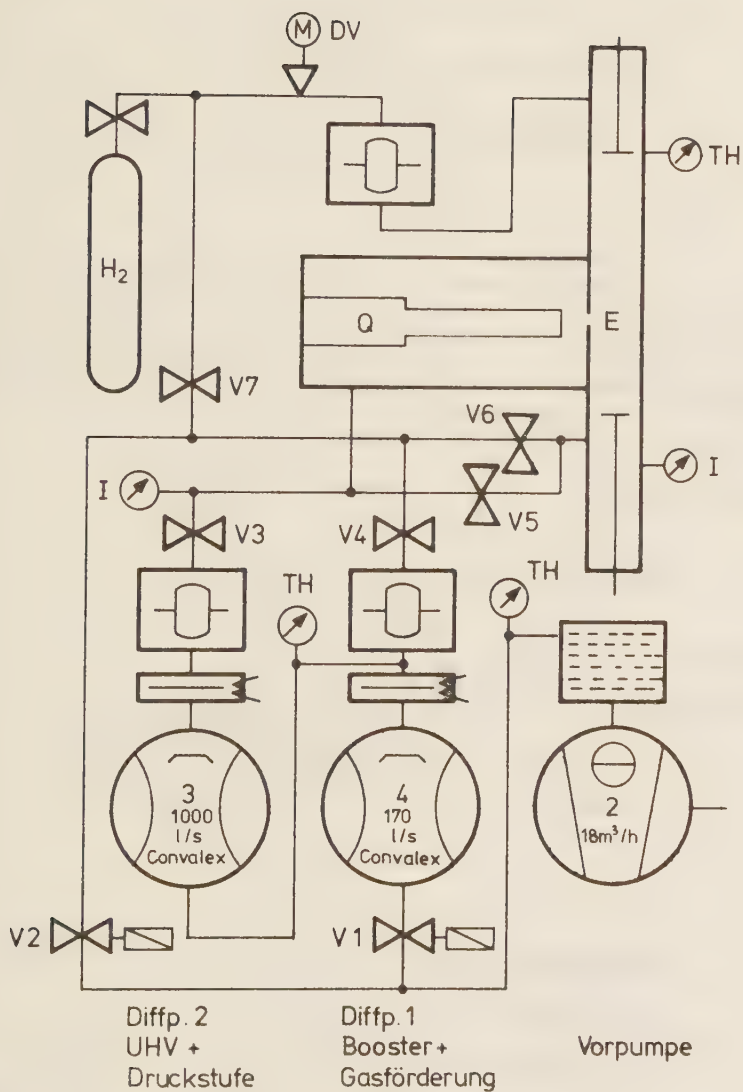


Abb. 2: Pumpstandschemata

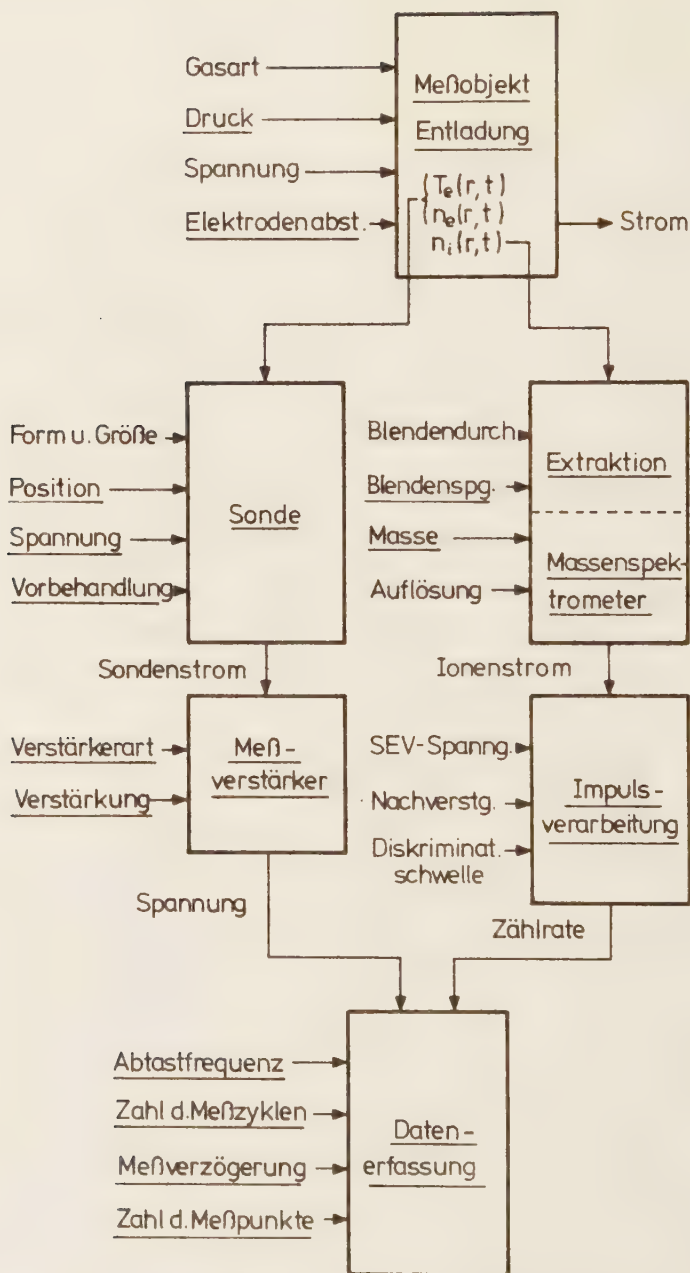
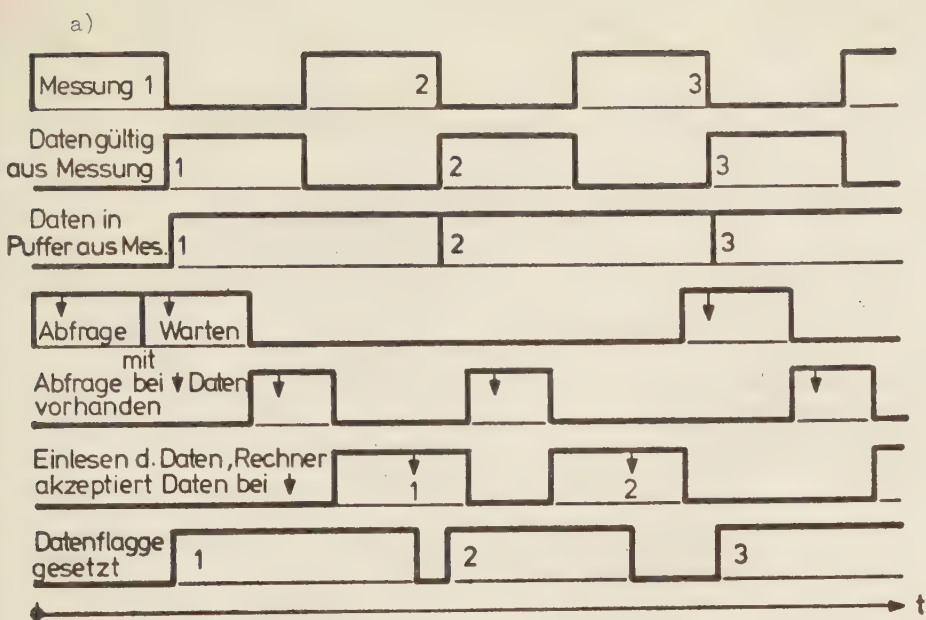
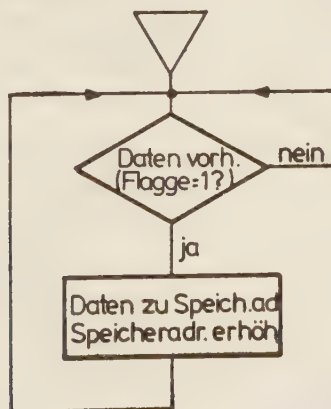


Abb. 3: Parameter des Messsystems; Unterstrichene Grössen eignen sich für Rechnersteuerung



b)



c)

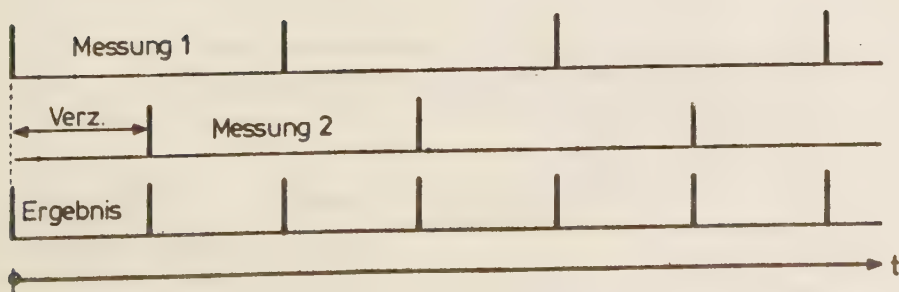


Abb. 4: a) Zeitablauf b) Flussdiagramm der Vielkanal-messung c) Schachtelung zur Erzielung kürzerer Messintervalle

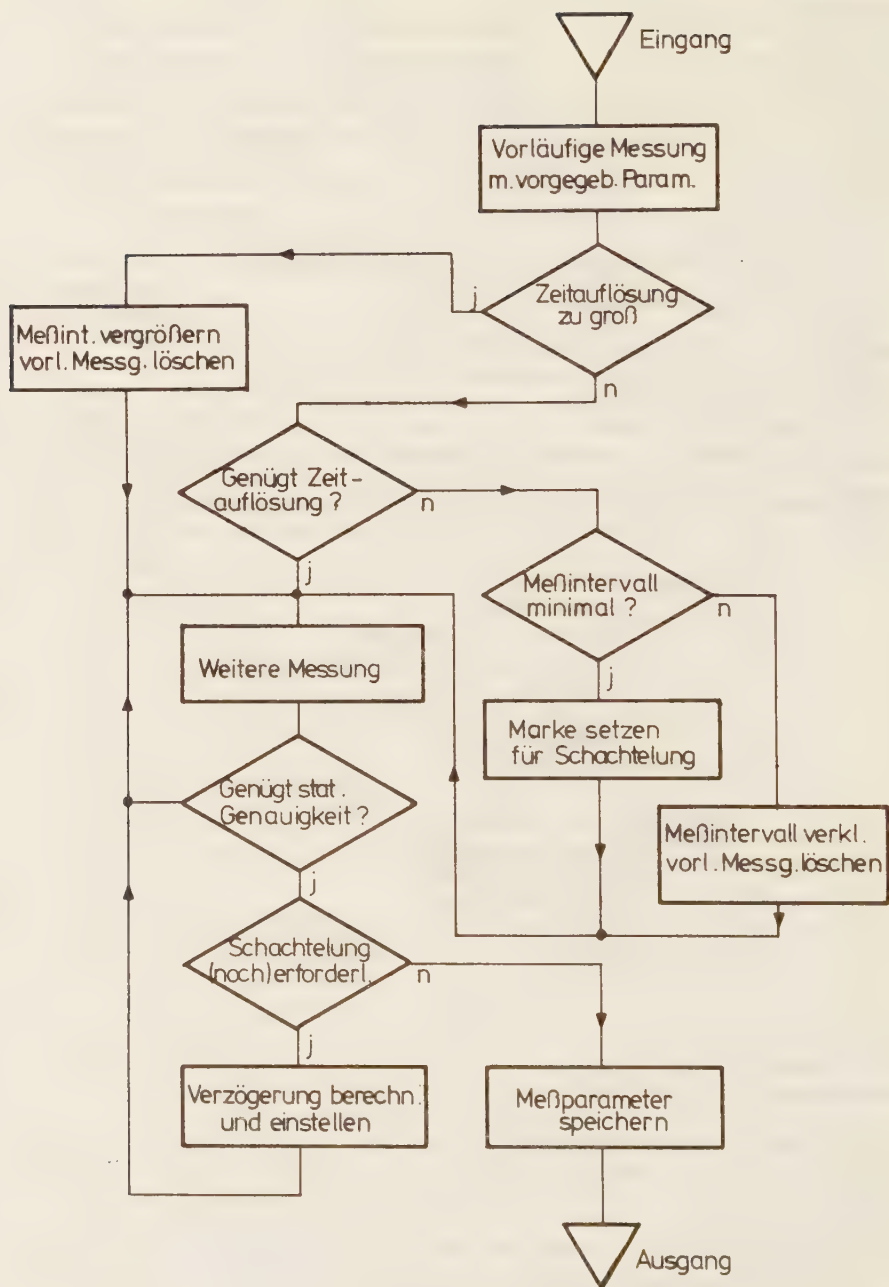


Abb. 5: Flussdiagramm eines "adaptiven" Vielkanalanalysators:
Automatische Optimierung von Meßintervall und Zahl
der Messzyklen

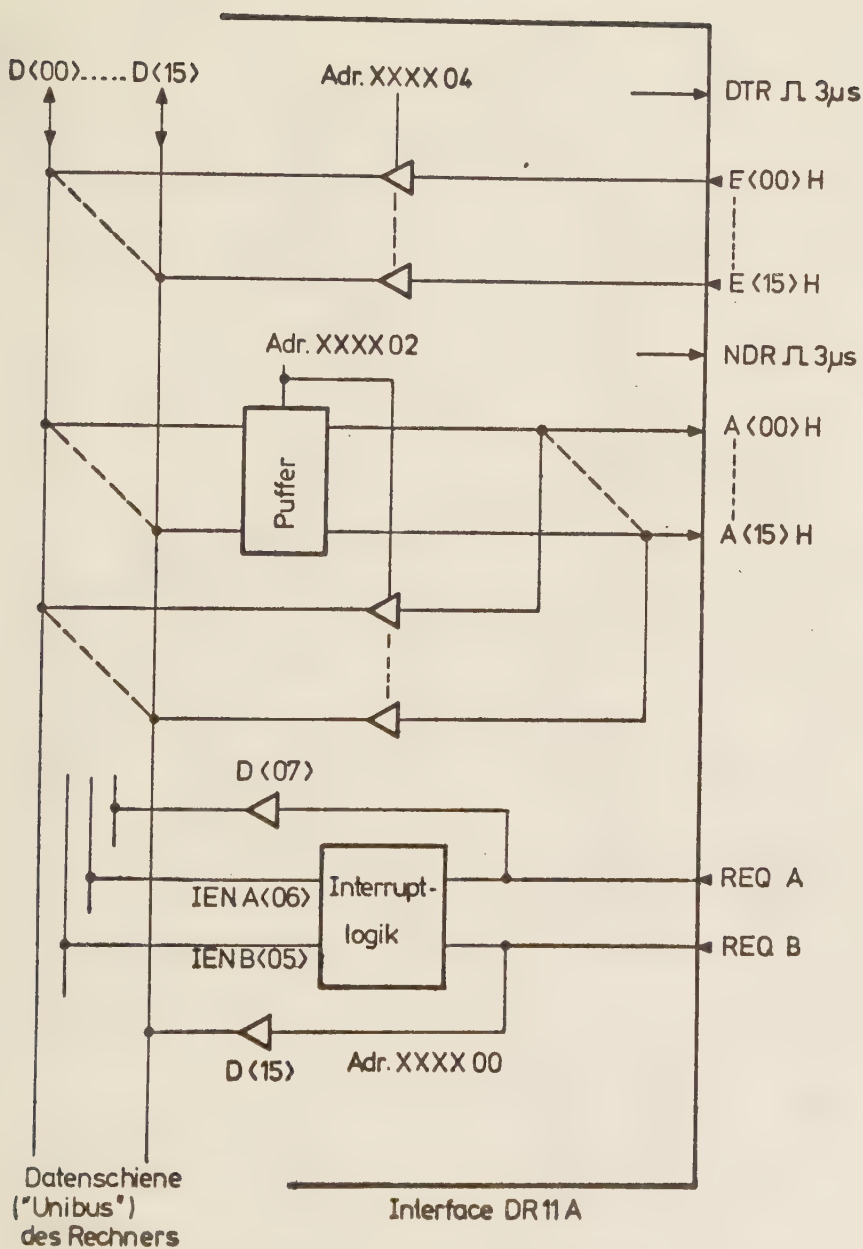


Abb. 6: Blockdiagramm eines DR 11 A - Interface

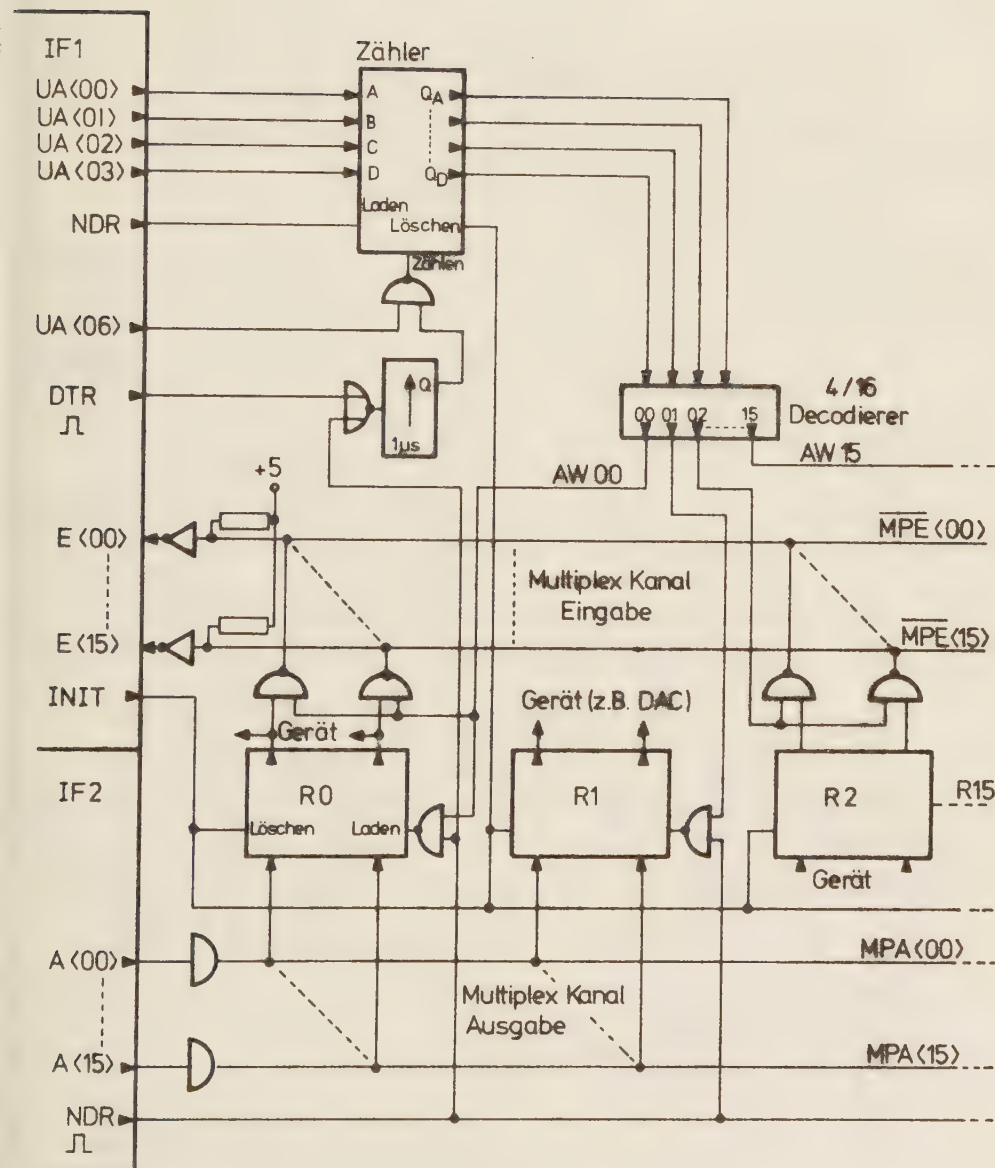


Abb. 8: Multiplex-Kanal: R0 ist Ein/Ausgabe-Register,
R1 nur für Ausgabe, R2 nur für Eingabe

Interrupt - Quellen :

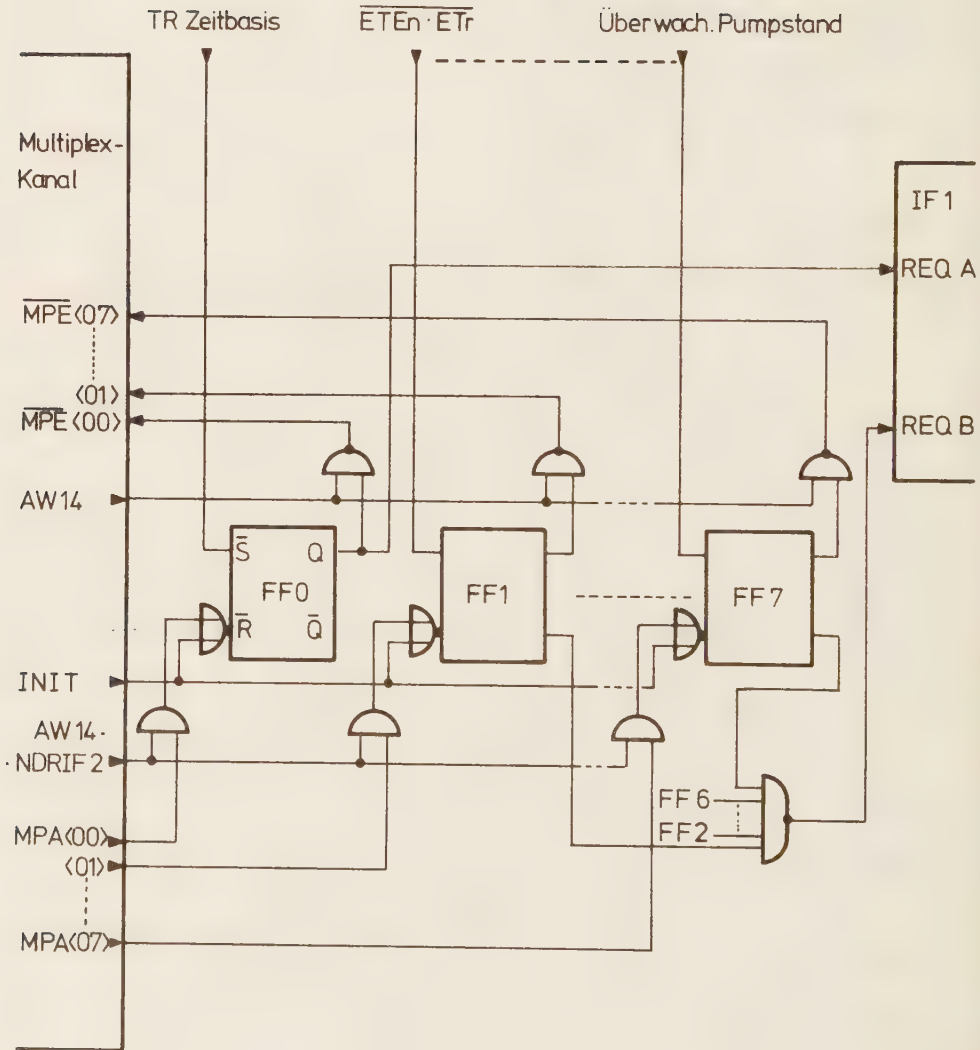


Abb. 9: Interrupt-Erkennung

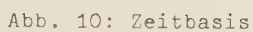


Abb. 10: Zeitbasis

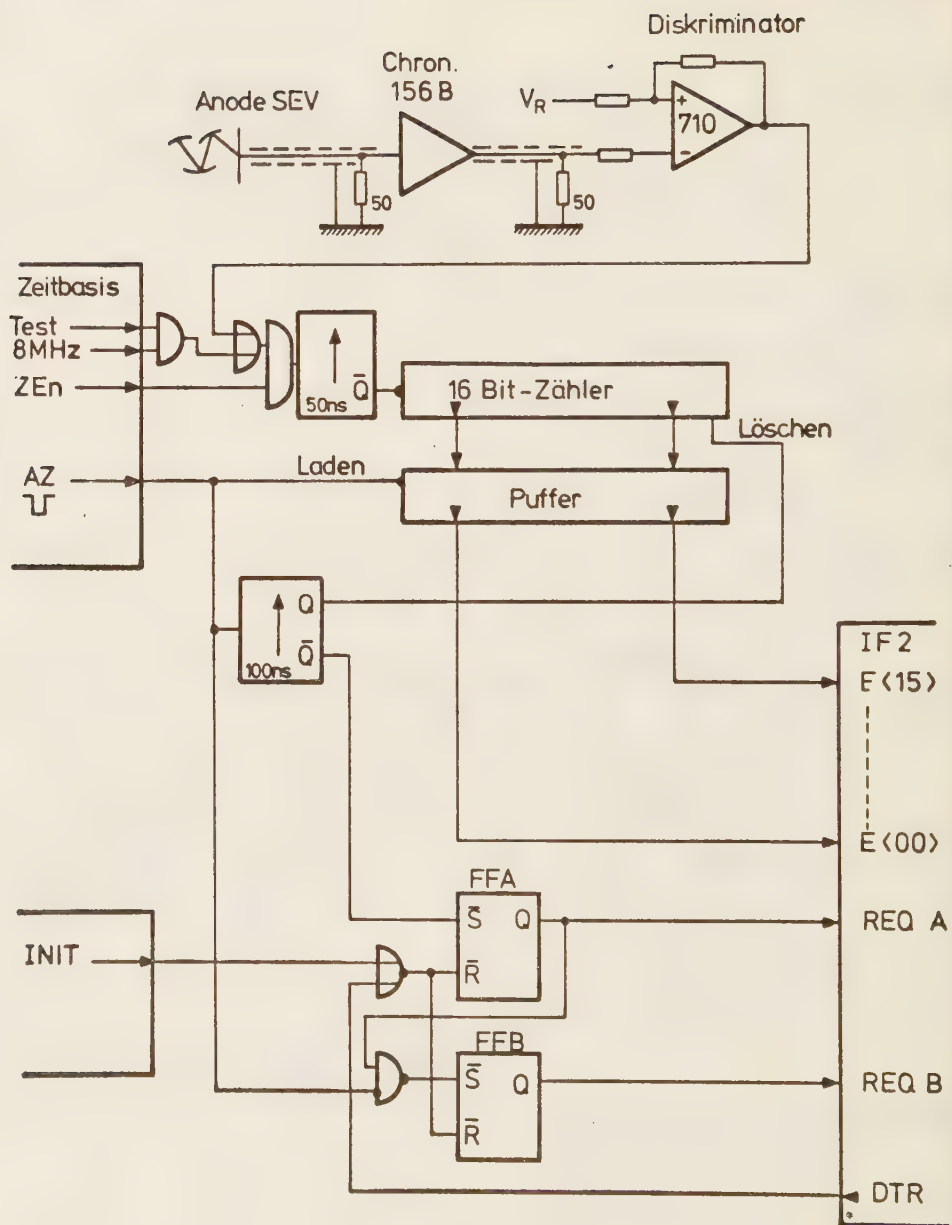
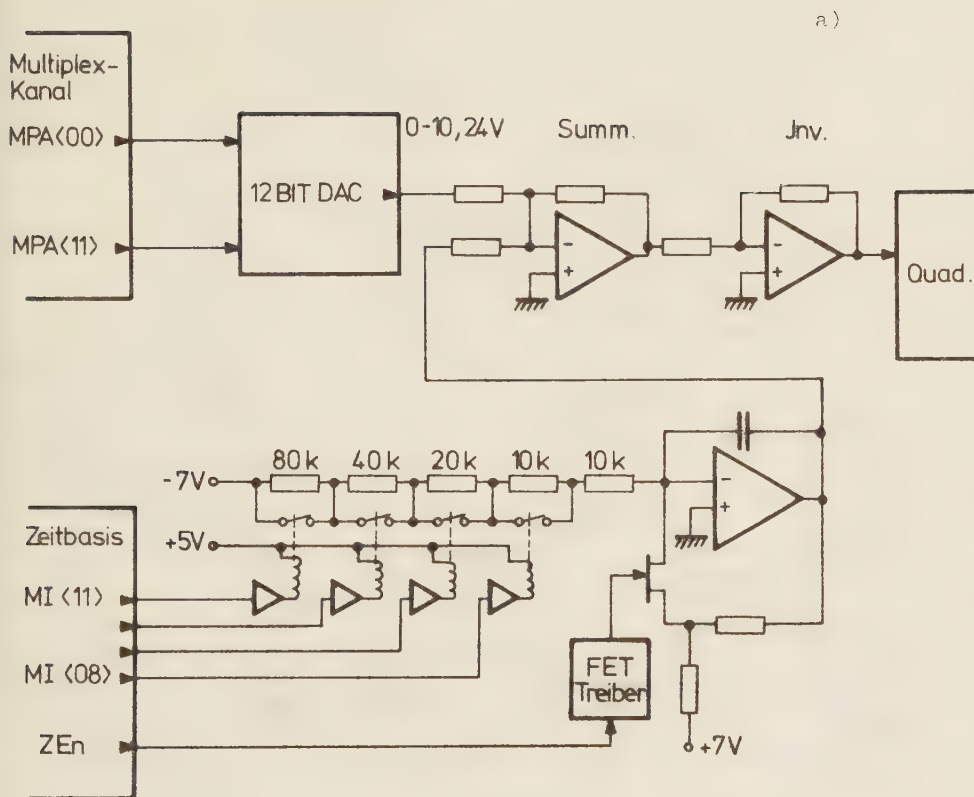


Abb. 11: Ionenzählung



b)

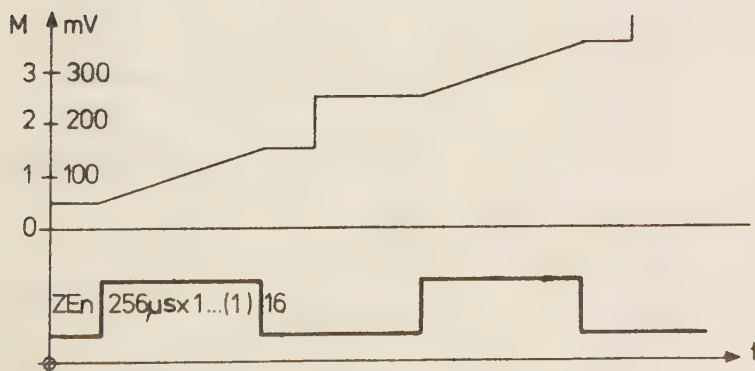


Abb. 12: Massensteuerung; a) Prinzip b) Zeitverlauf der
Steuerspannung für Masse 1 und 3

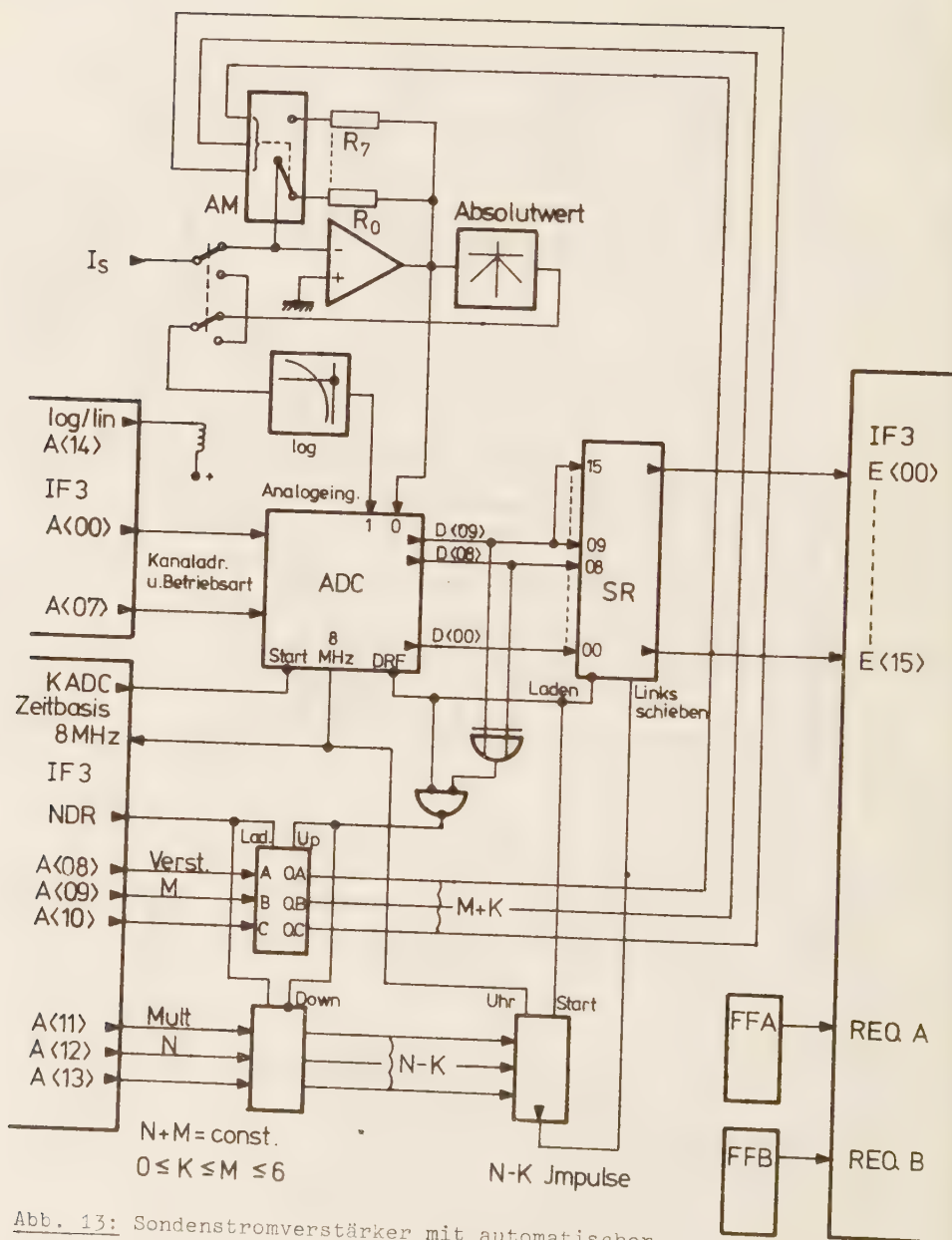


Abb. 13: Sondenstromverstärker mit automatischer Anpassung der Verstärkung und Skalierung der digitalisierten Messwerte

Funktion der Bereichsumschaltung

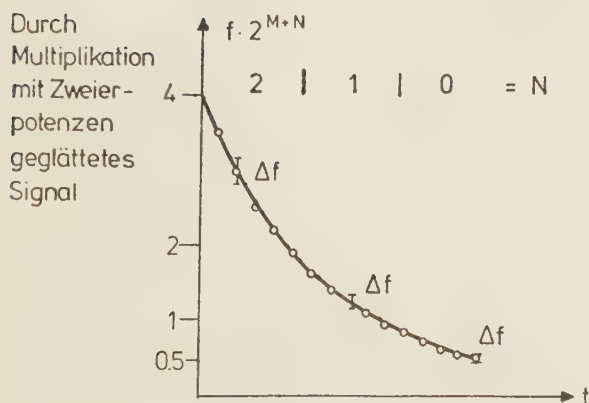
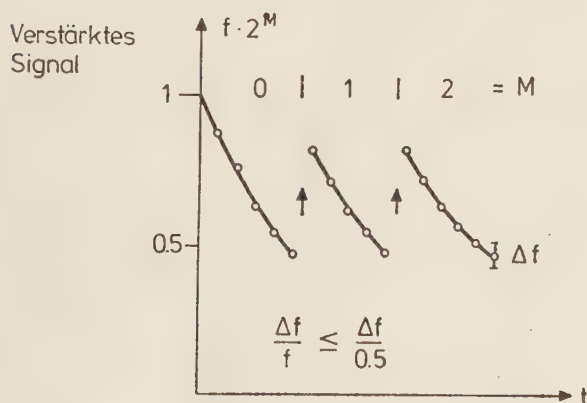
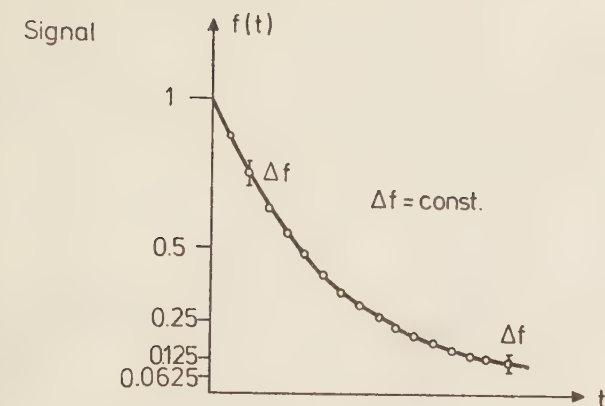
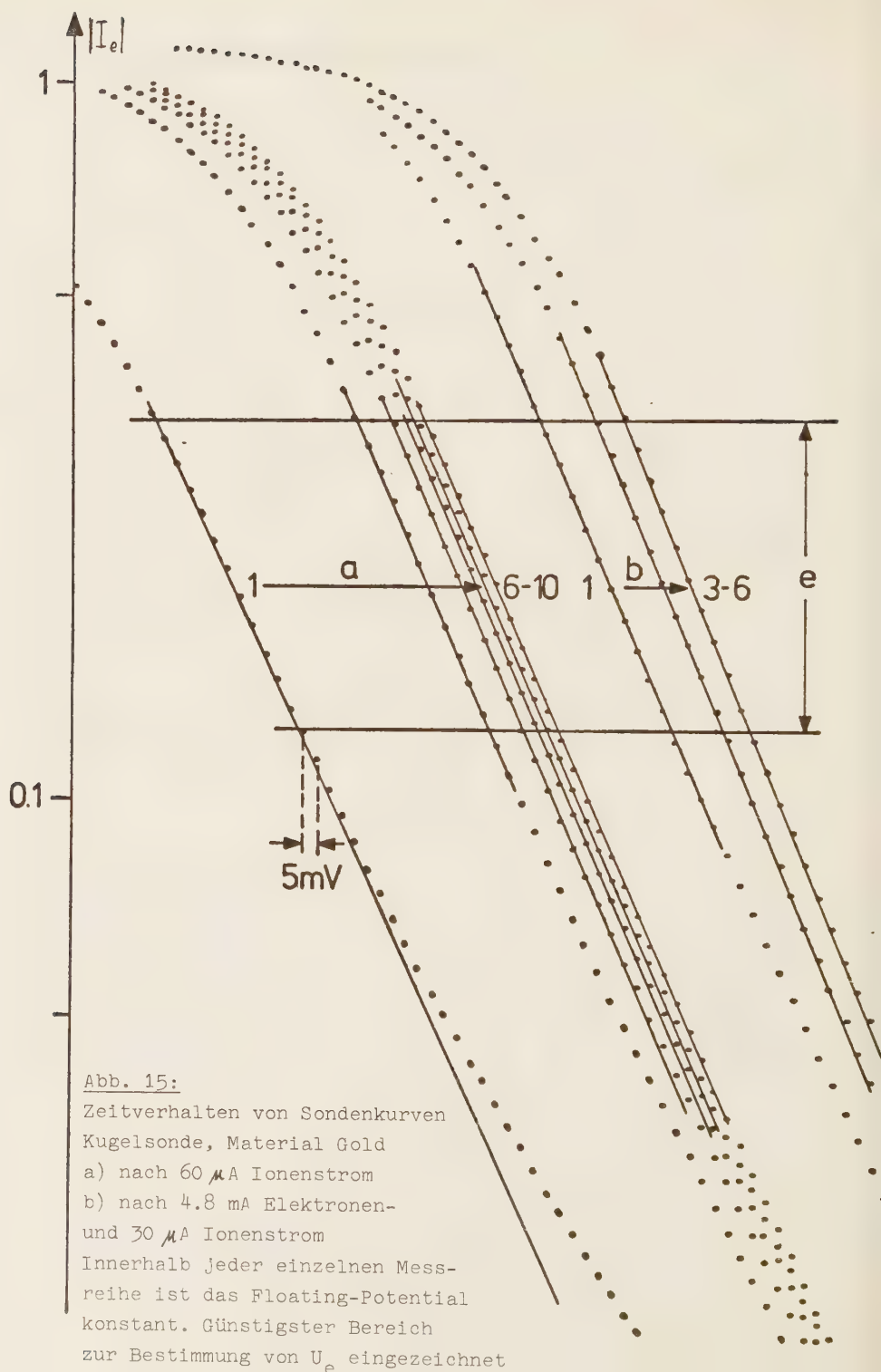


Abb. 14: Funktion der Verstärkungsumschaltung und digitalen Messwertskalierung



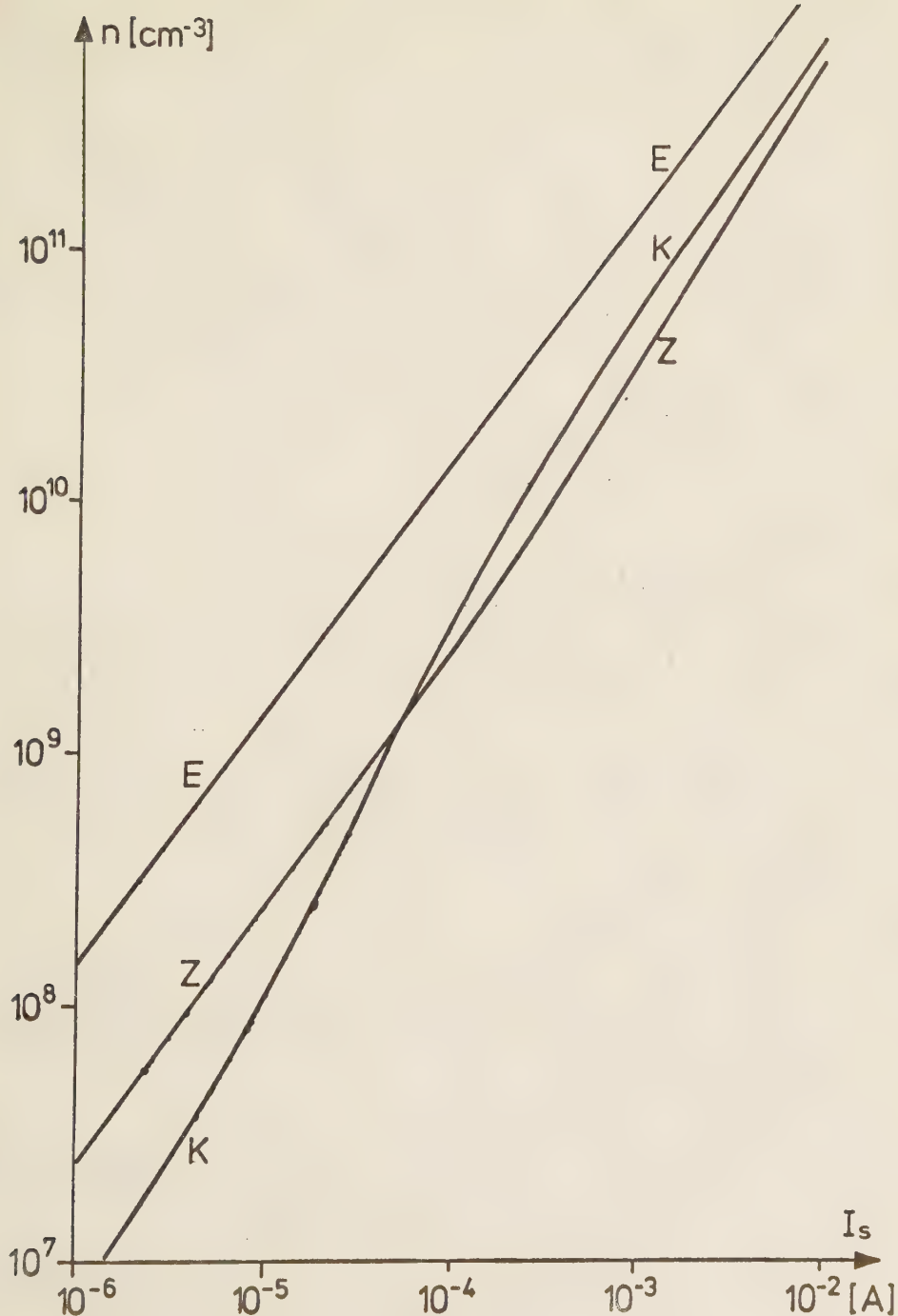


Abb. 16: Plasmadichte als Funktion des Sättigungsstromes
bei $V_s/U_e = 25$ für ideale ebene (E), Kugel-(K)
und Zylindersonde ($U_e = 27$ mV, $F_s = 1.5$ mm²)

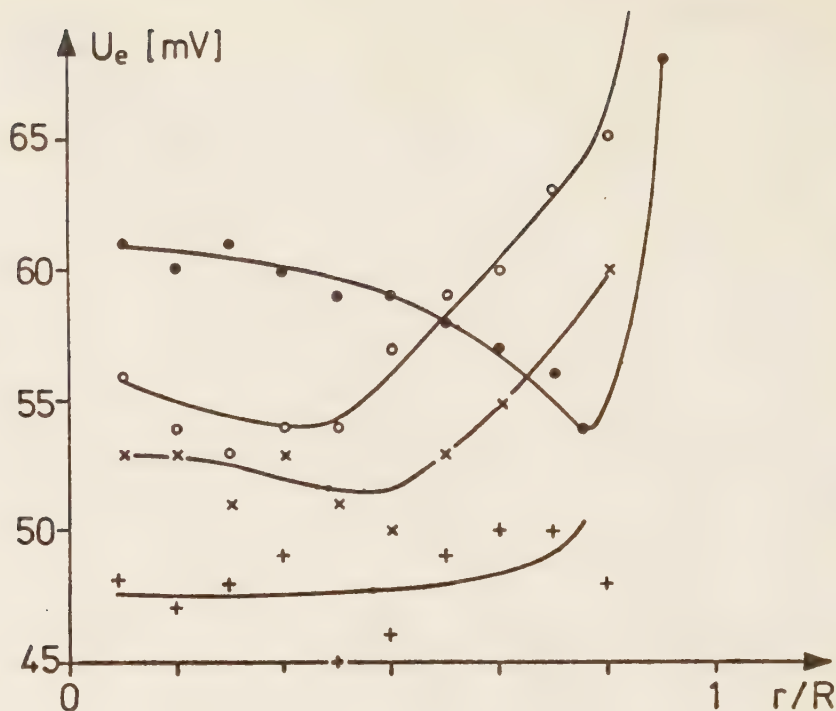
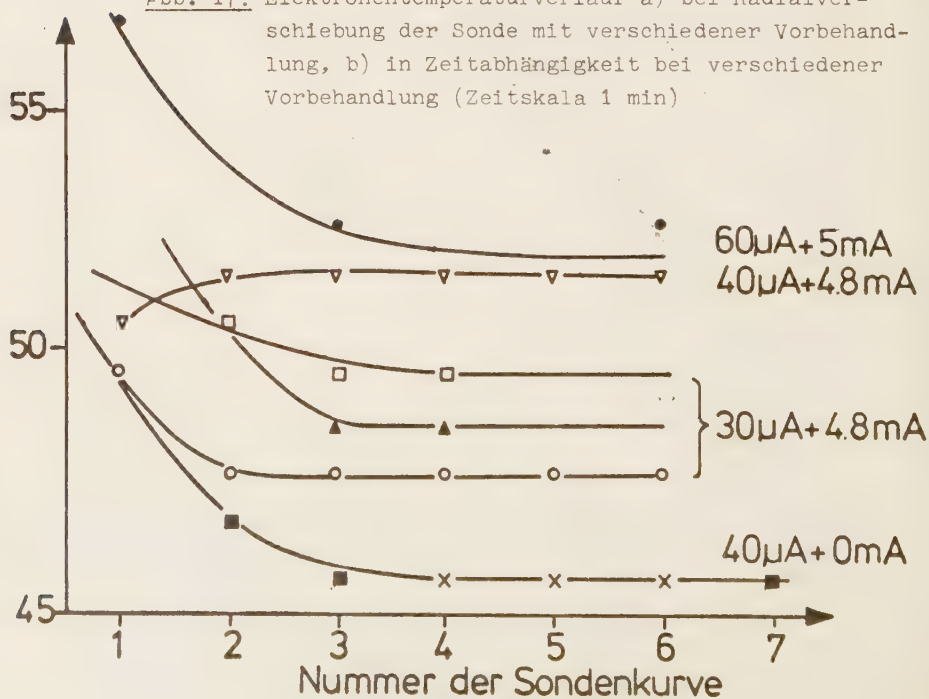


Abb. 17: Elektronentemperaturverlauf a) bei Radialverschiebung der Sonde mit verschiedener Vorbehandlung, b) in Zeitabhängigkeit bei verschiedener Vorbehandlung (Zeitskala 1 min)



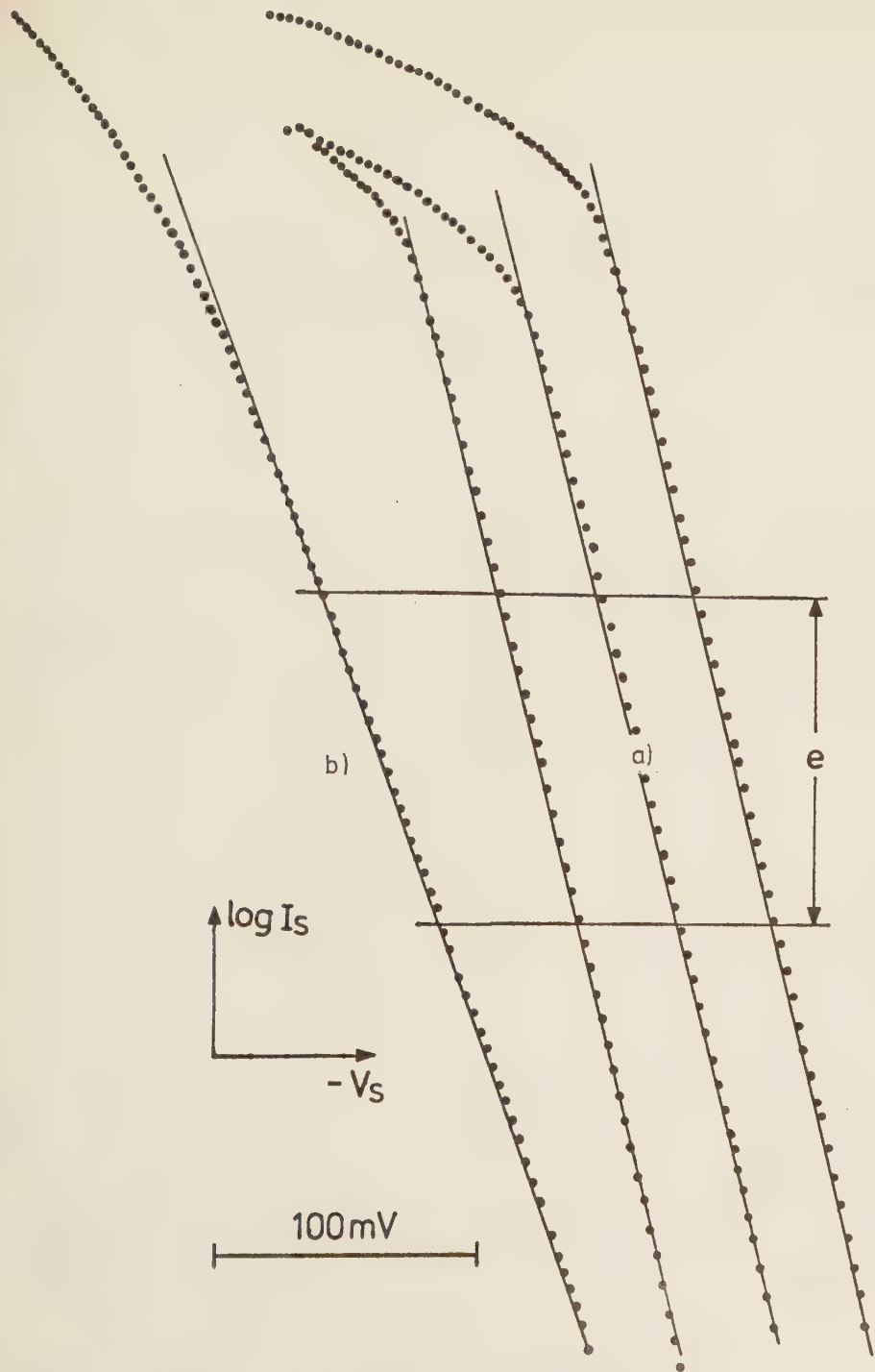


Abb. 18: Sondenkurven a) im abklingenden, b) im stationären Glimmlicht $U_e^{(a)} \approx 31 \text{ mV}$, $U_e^{(s)} \approx 48 \text{ mV}$

Ionen in einer H_2 -Entladung

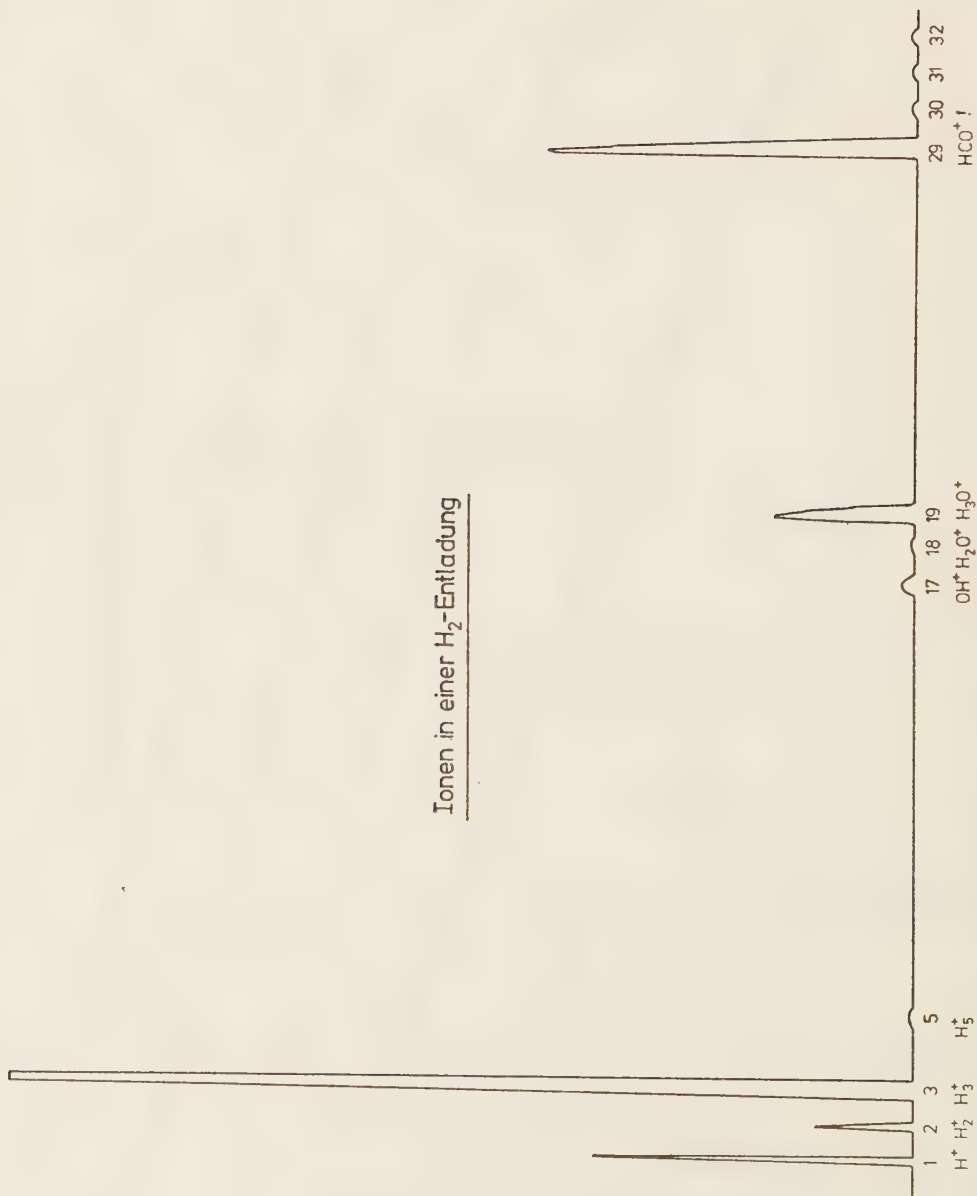


Abb. 19: Massenspektrum der Ionen in einer H_2 -Entladung

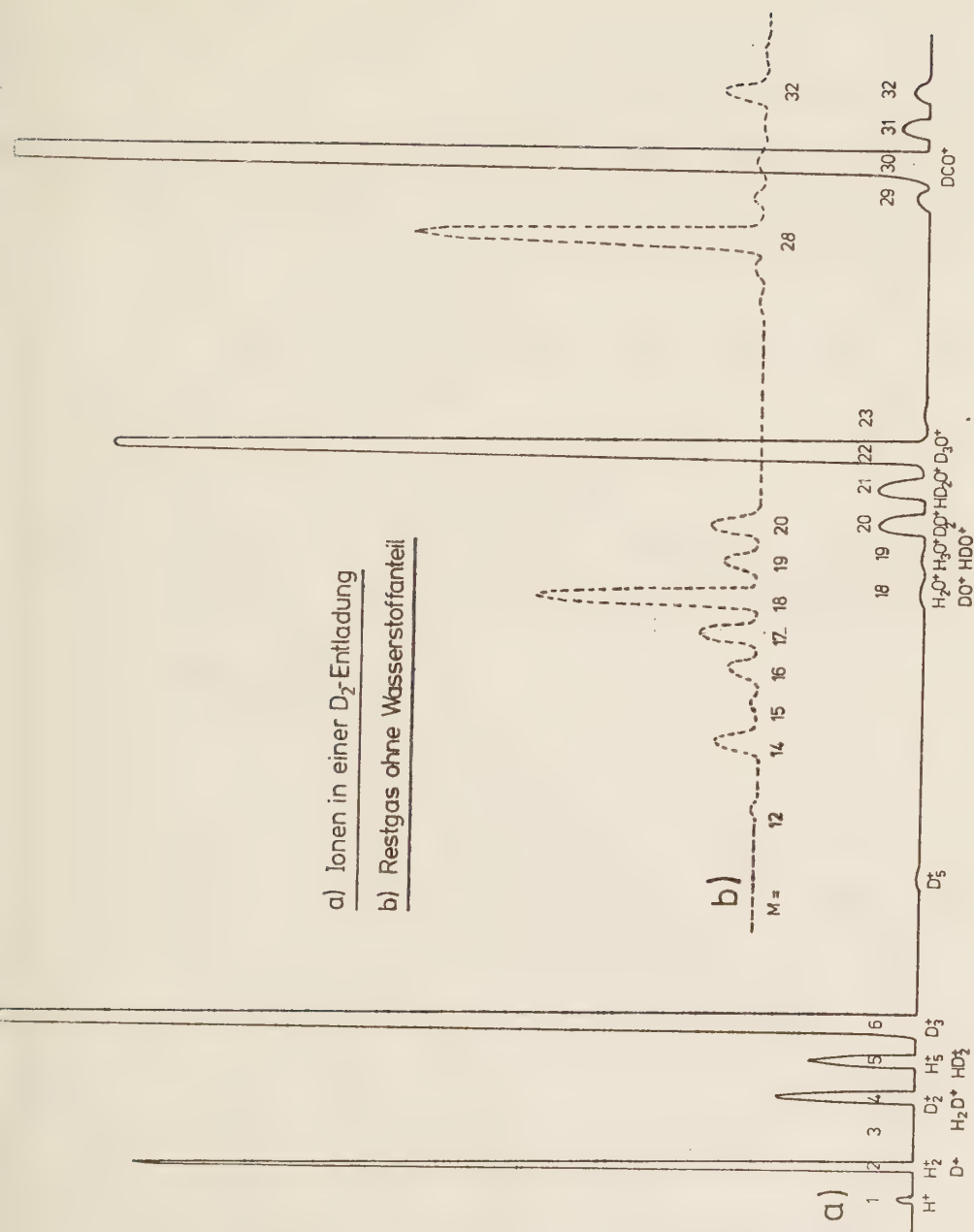


Abb. 20: a) Massenspektrum der Ionen in einer D_2 -Entladung
 b) Restgasspektrum des Neutralgases ohne D_2 -Anteil

Abb. 21 - 24: Ionenabklingströme, nach Originalprotokollen.

Parameter der Messung: ZEN $10 \mu s \triangleq 20 \mu s$ zwischen 2 Punkten

Verstärkung von Multiplier und Chronetics-Verst.fest, ebenso Diskriminatorschwelle. Variation des H_3^+ -Signals mit "Auflösung".

Abb. 21,22: $I_E = 4 \text{ mA}$, $p = 0,35 \text{ m bar}$, $V_E = 400 \text{ V}$

Abb. 23 : $I_E = 4 \text{ mA}$, $p = 0,20 \text{ m bar}$, $V_E = 600 \text{ V}$

Abb. 24 : $I_E = 4 \text{ mA}$, $p = 0,11 \text{ m bar}$, $V_E = 1000 \text{ V}$

Ion	Abb.21		Abb.22		Abb.23		Abb.24	
	MZ	A	MZ	A	MZ	A	MZ	A
H^+	12	750	13	750	13	750	14	700
$H_3^+(1)$	11	750	11	750	13	750	12	700
$H_3^+(2)$	11	1000	11	960	12	900	11	940
H_5^+	15	750	16	750	-	-	16	700
H_3O^+	12	750	13	750	13	750	12	700
HN_2^+	12	750	14	750	15	750	12	700

MZ = ${}_2\log$ (Zahl der Zyklen)

A = Skalenteile am Potentiometer "Auflösungsvermögen"

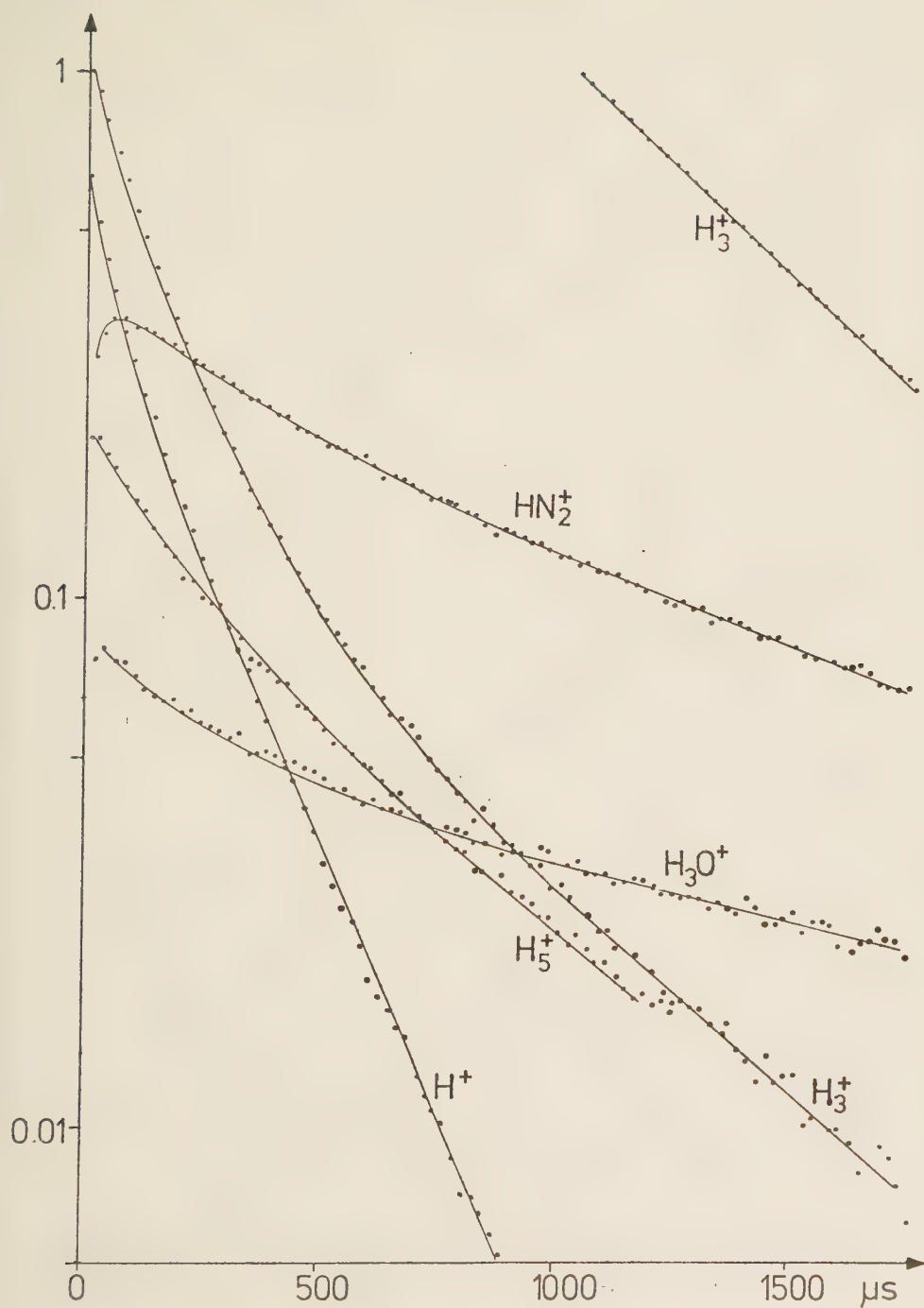


Abb. 21

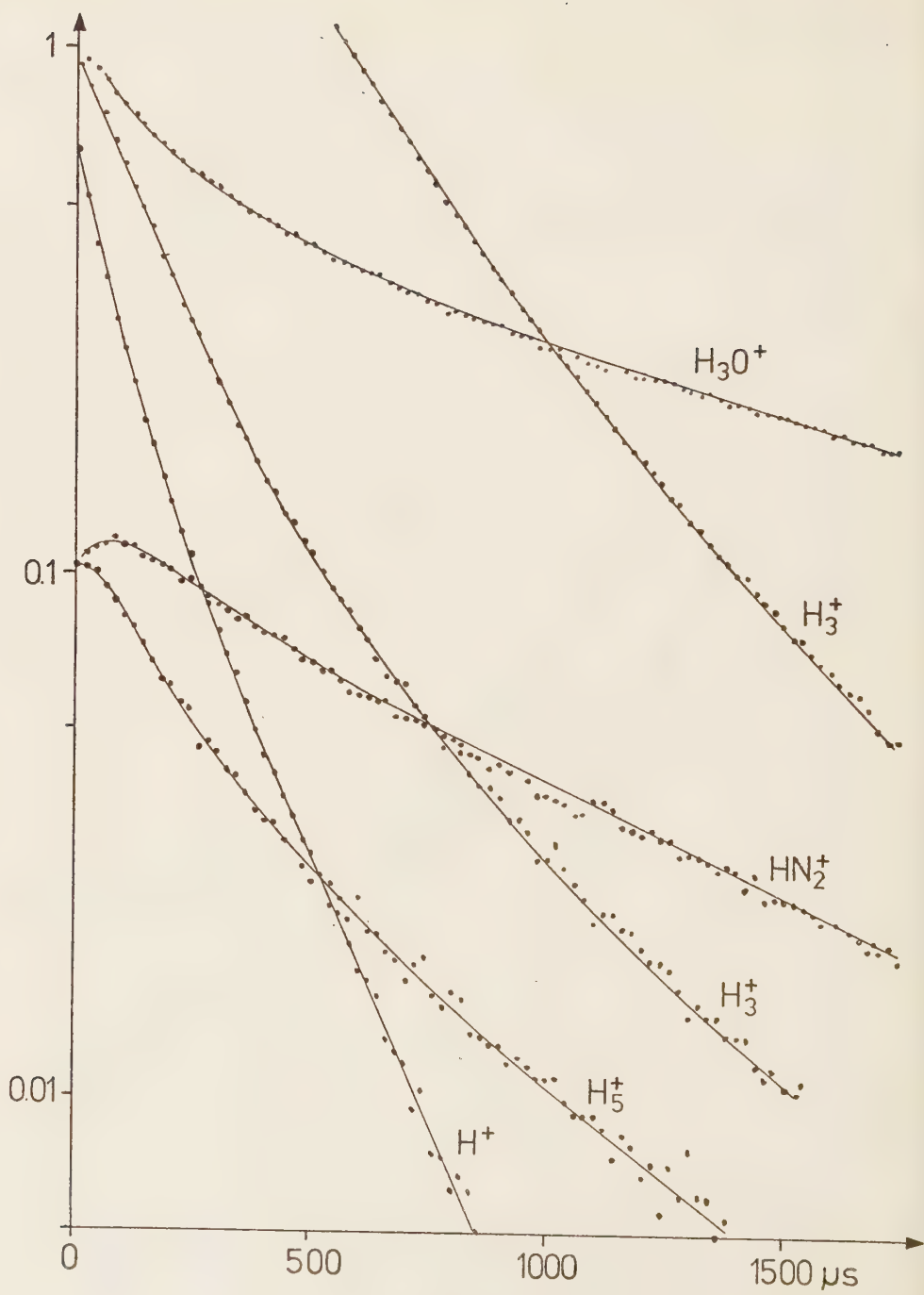


Abb. 22

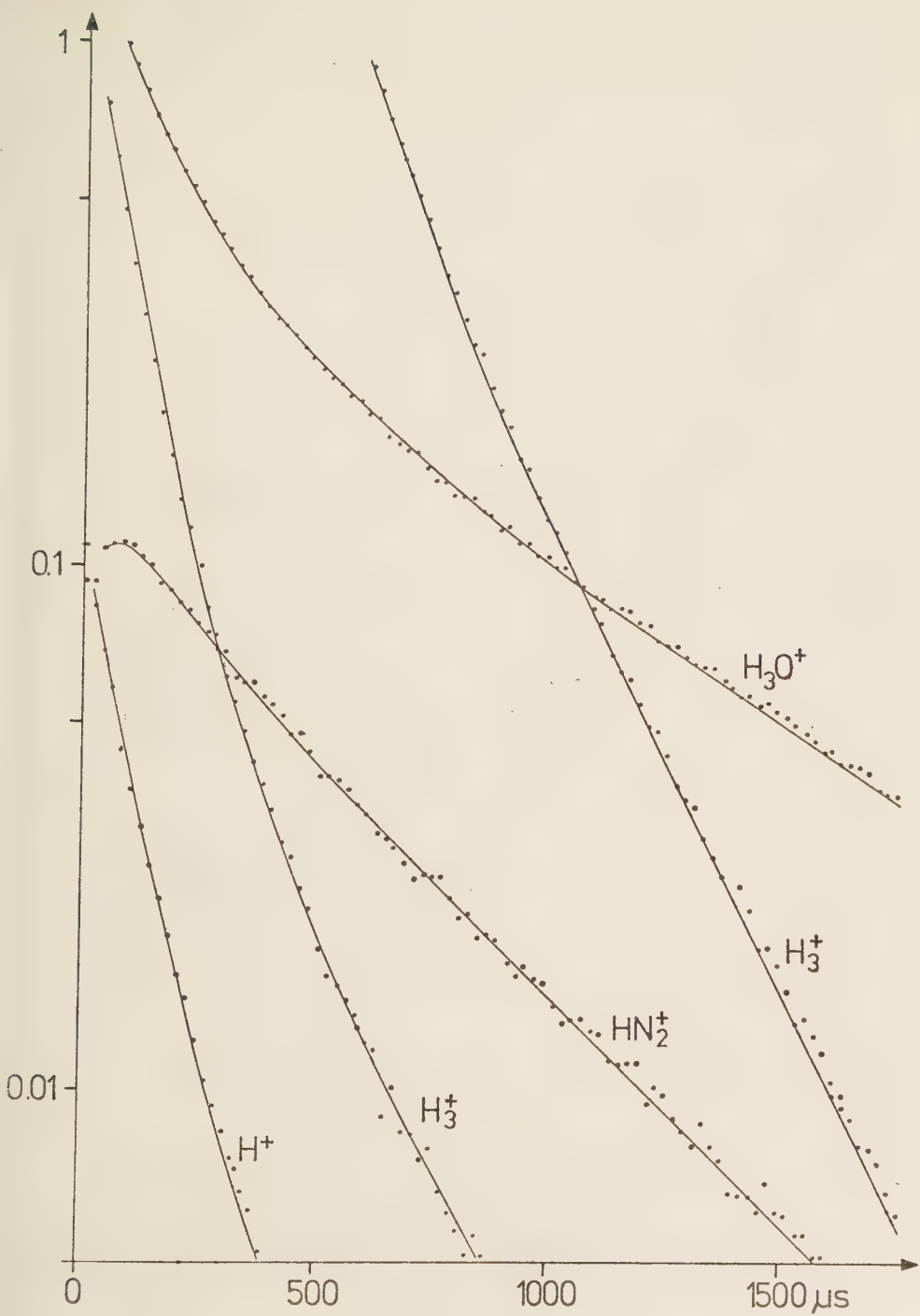
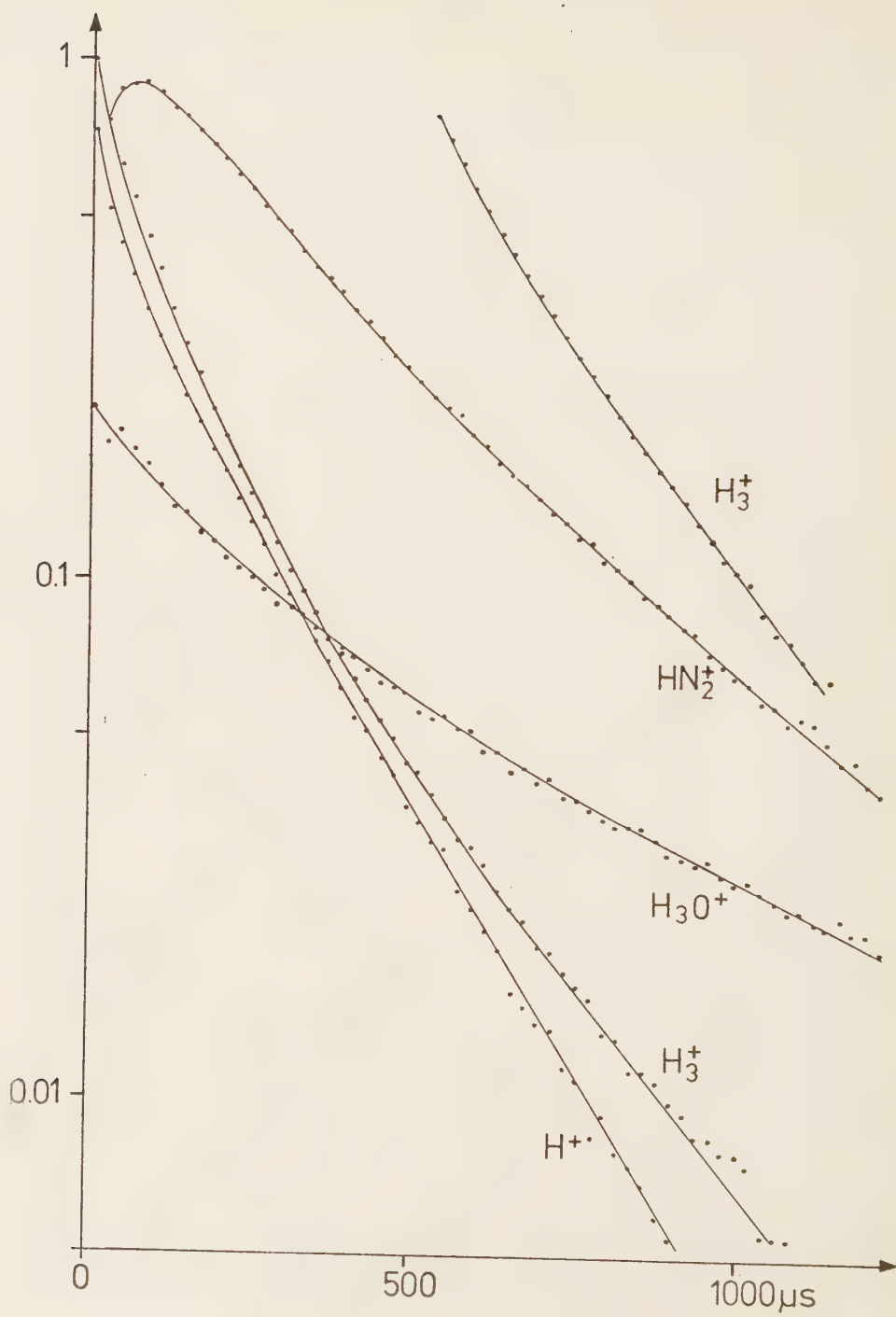


Abb. 23



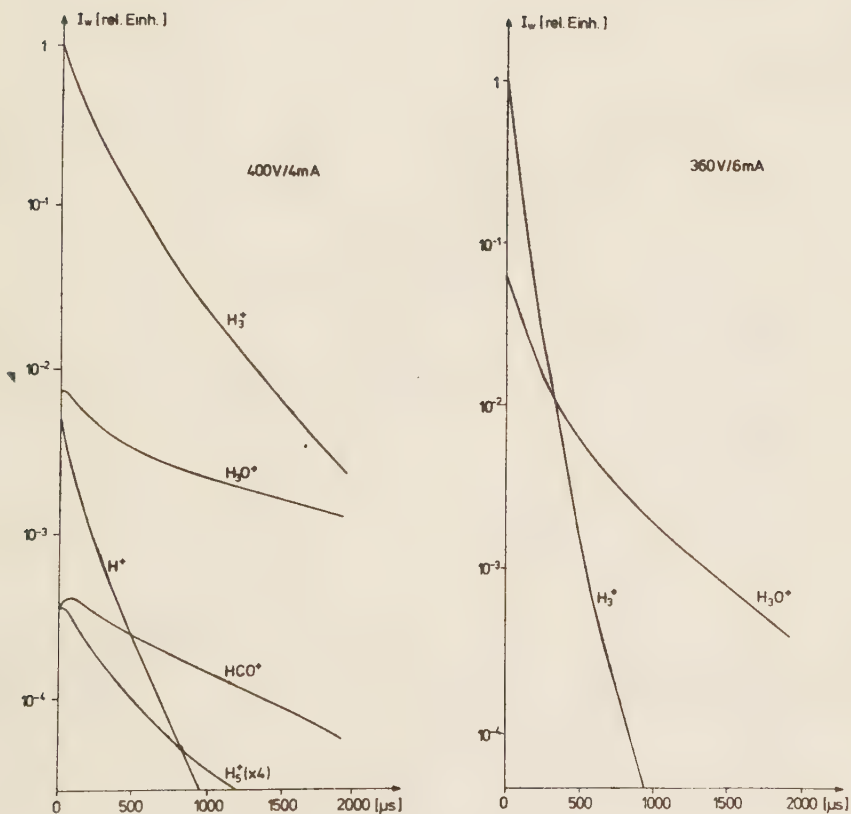


Abb. 25: Vergleich der Abklingkurven bei niedriger und hoher Wasserkonzentration

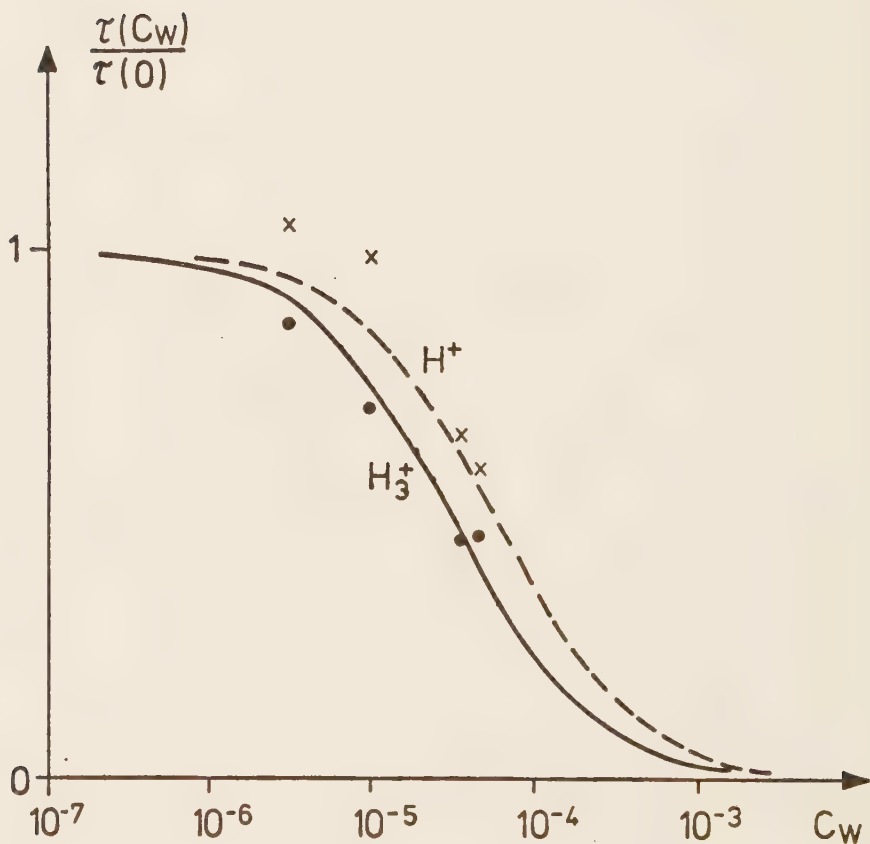


Abb. 26: Kurven: Berechnete Lebensdauern von H_3^+ und H^+ in Abhängigkeit von der Wasserkonzentration c_w , normiert auf $c_w=0$, Vergleich mit Messwerten, übereinanderliegende Punkte (H_3^+) und Kreuze (H^+) gehören zu derselben Messreihe.

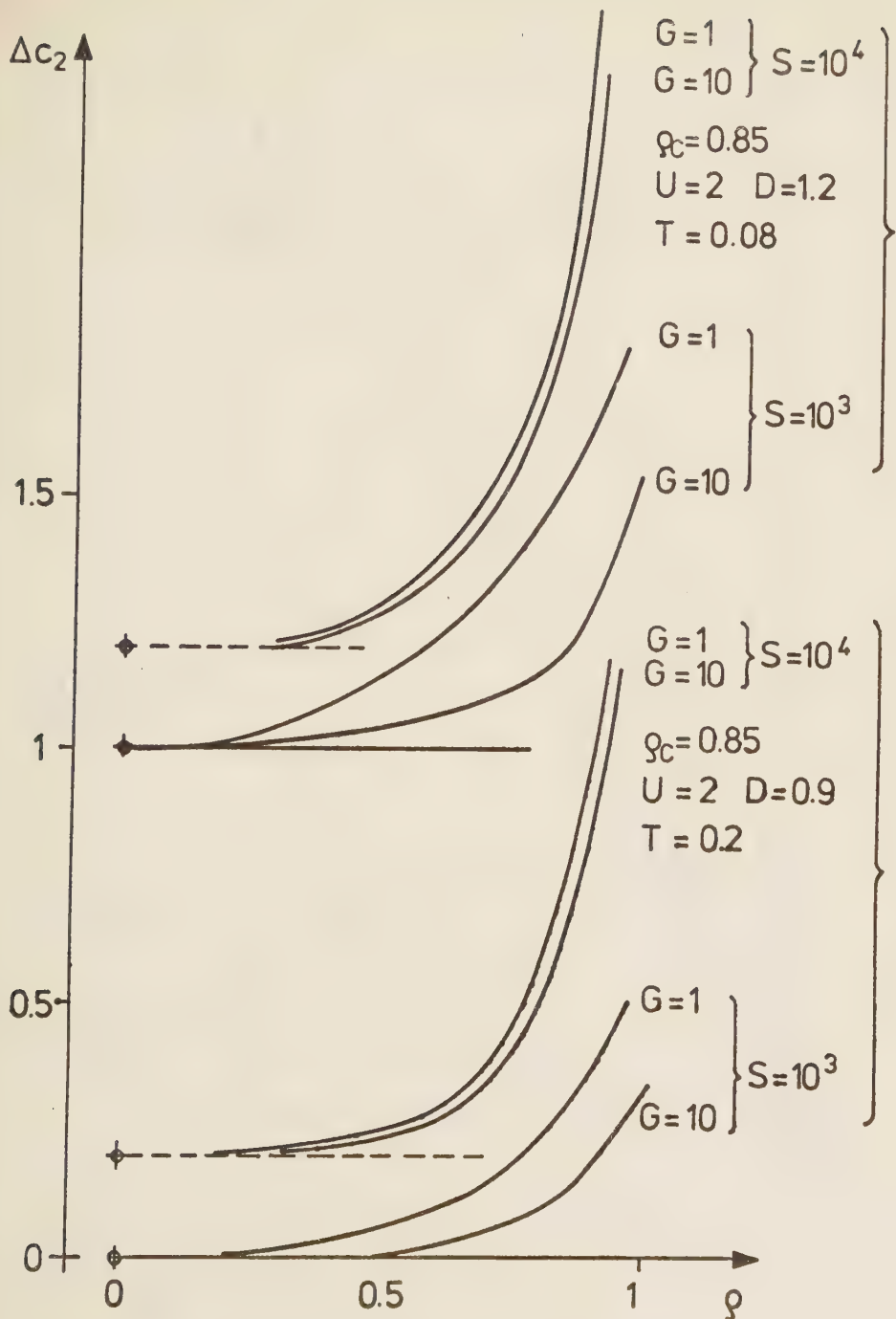


Abb. 27: Überhöhung der Konzentration von Ionensorte 2 im
 Radialabhängigkeit mit verschiedenen Parametern
 G , D , S , T .

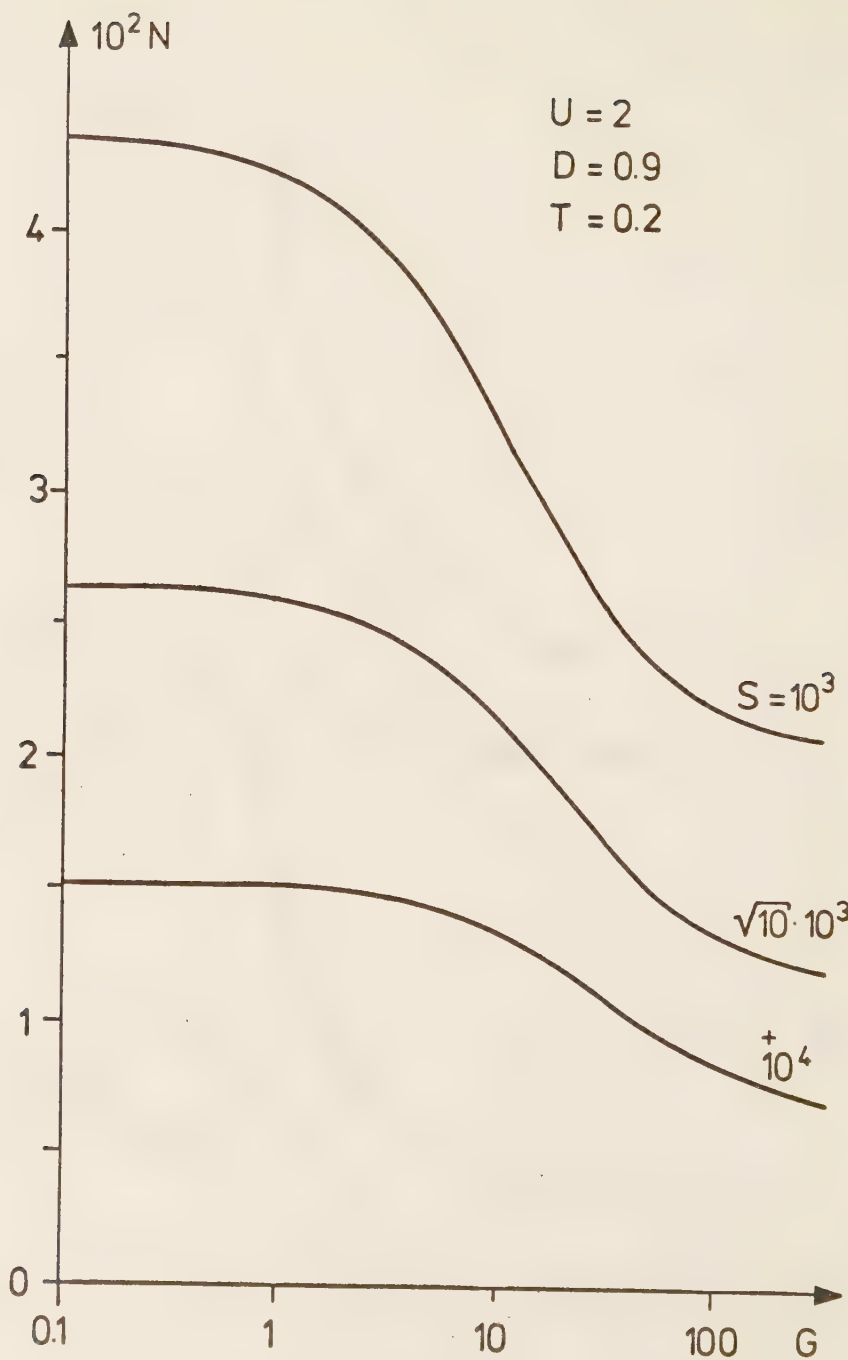


Abb. 28: Reduzierte Achsendichte N in Abhängigkeit von G
 mit Parameter S

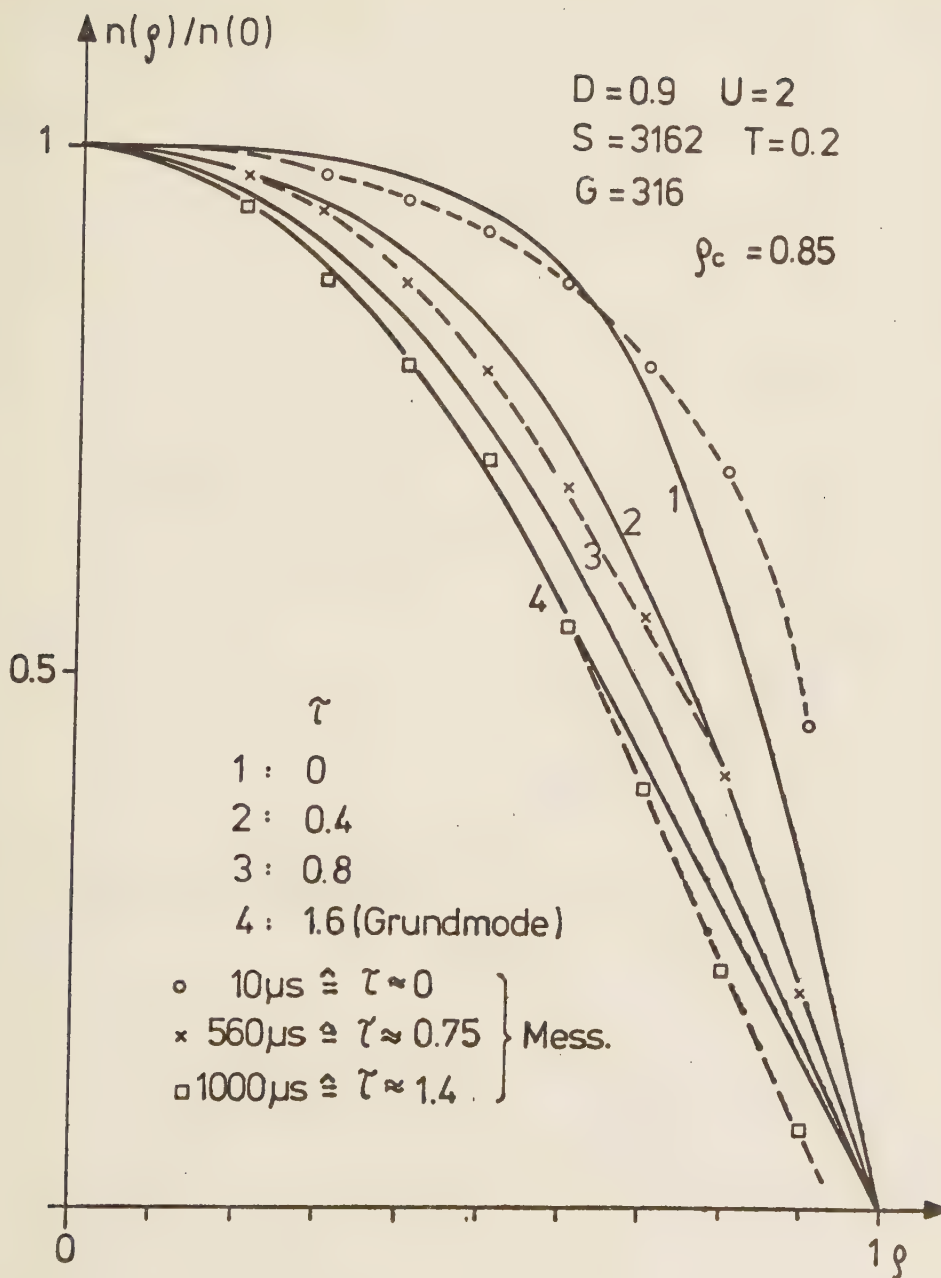


Abb. 29: Radialprofile der Elektronendichte mit Parameter
 Abklingzeit, Messpunkte von Zite-Ferency

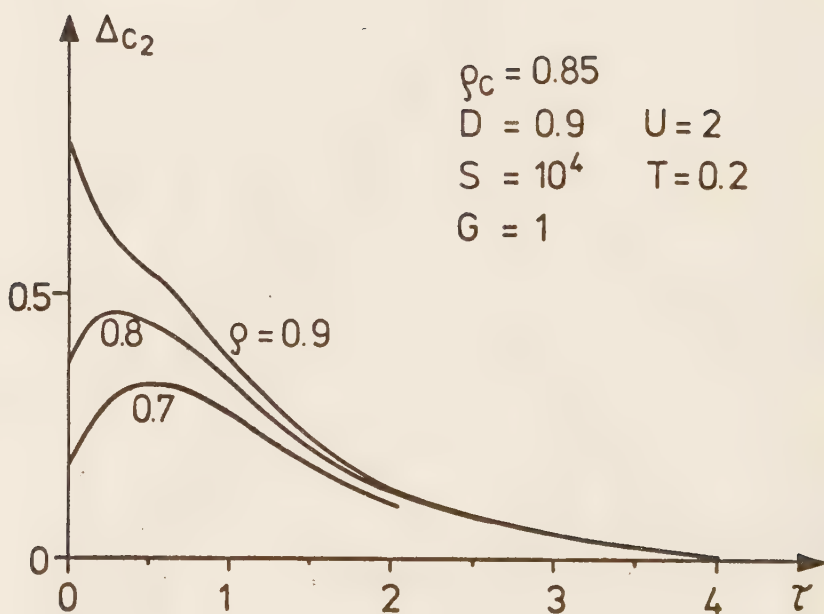


Abb. 30: Zeitabhängigkeit der "Konzentrationsüberhöhung" nahe der Rohrwand

Abb. 31 - 38: Berechnete Abklingkurven der Dichten und
Wandströme von $\tau = 0$ bis 5.

Parameter: $\phi_c = 0.85$ fest

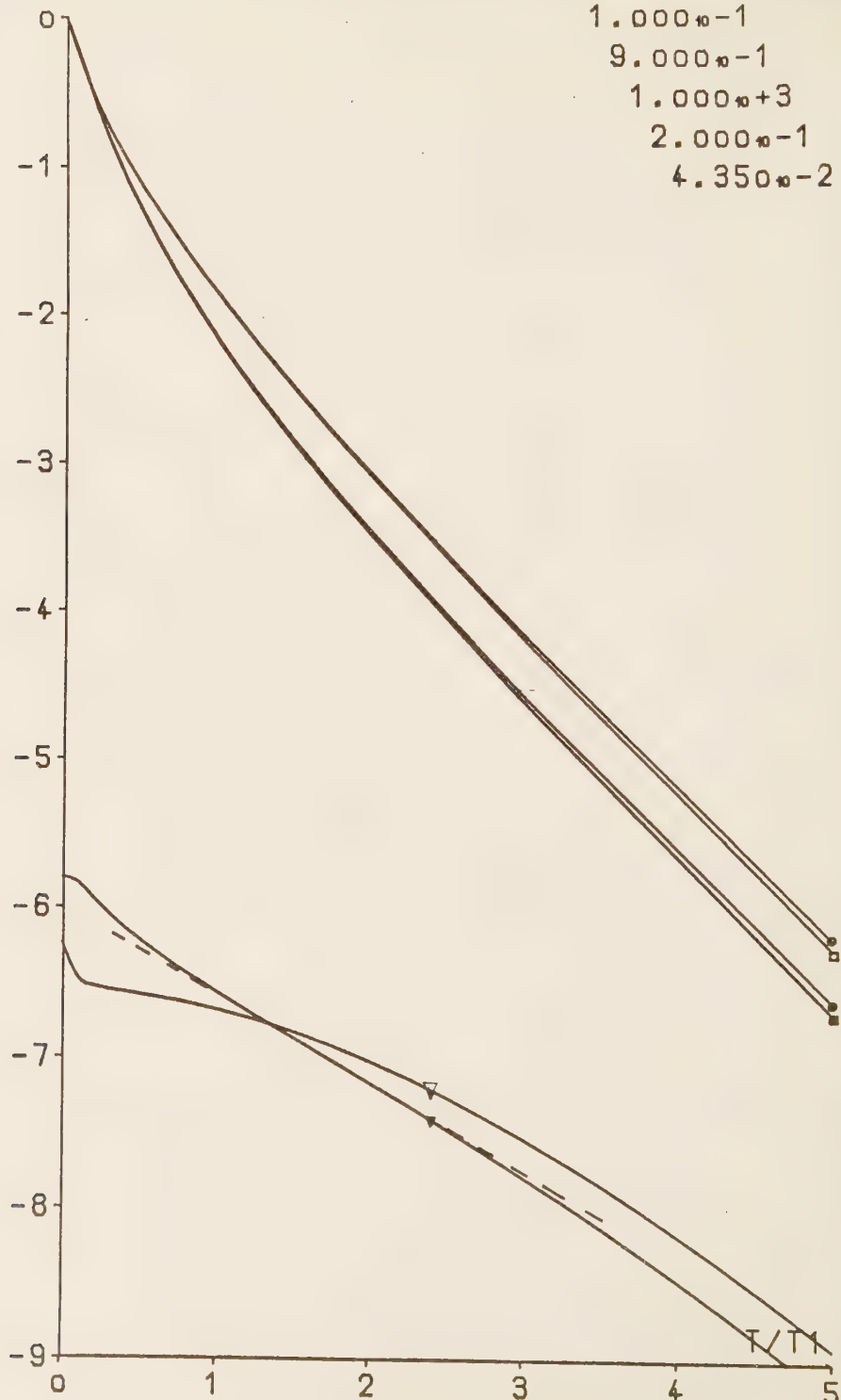
Die Zahlen rechts oben bedeuten: $U_{GDS_T N(0)}$

Dichten $\circ : N$ $\square : N_1$ $\nabla : N_2$

Wandströme $\bullet : I_w$ $\blacksquare : I_1$ $\blacktriangledown : I_2$

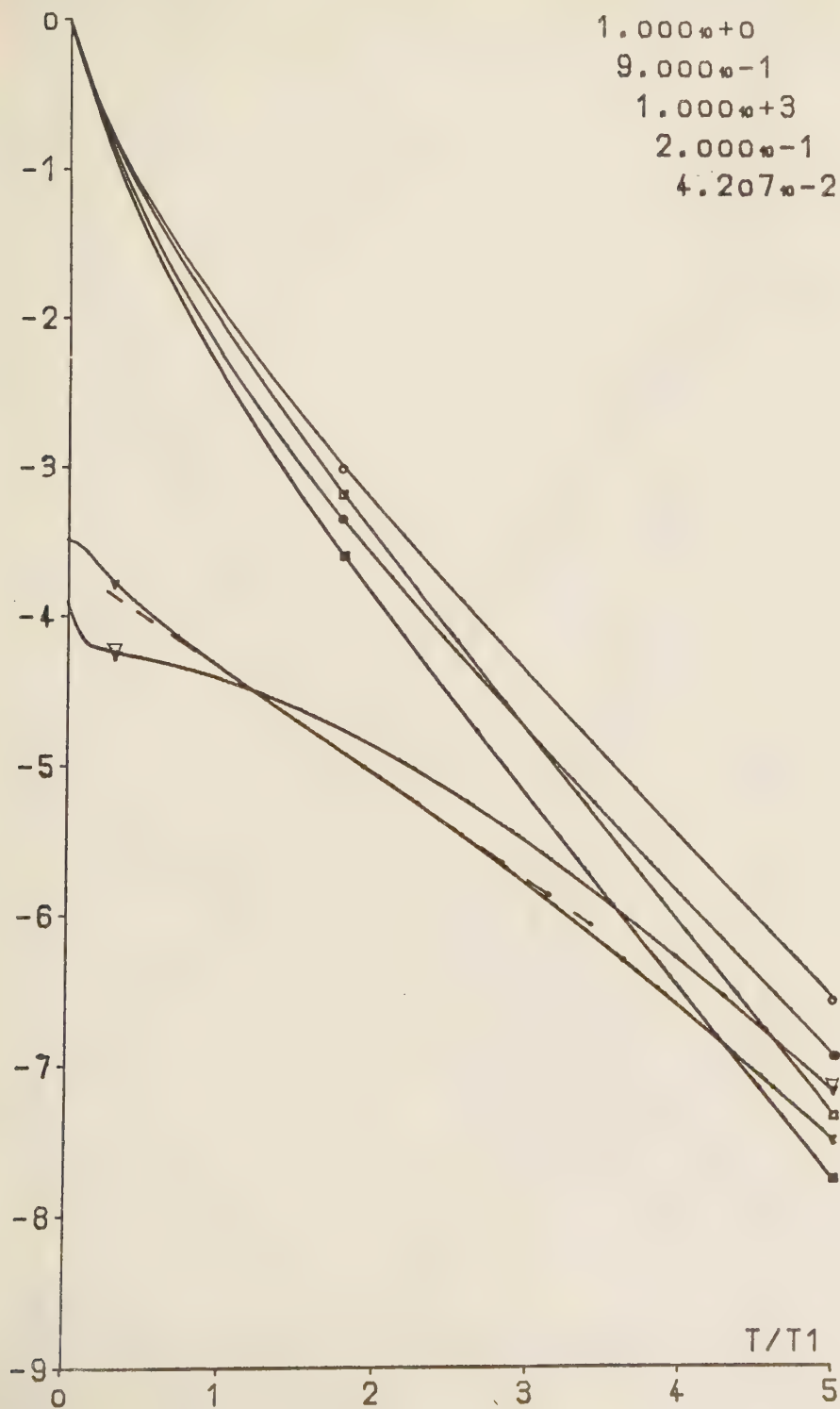
LN (N/NE)

31

2.000 $\times 10^0$ 1.000 $\times 10^{-1}$ 9.000 $\times 10^{-1}$ 1.000 $\times 10^3$ 2.000 $\times 10^{-1}$ 4.350 $\times 10^{-2}$ 

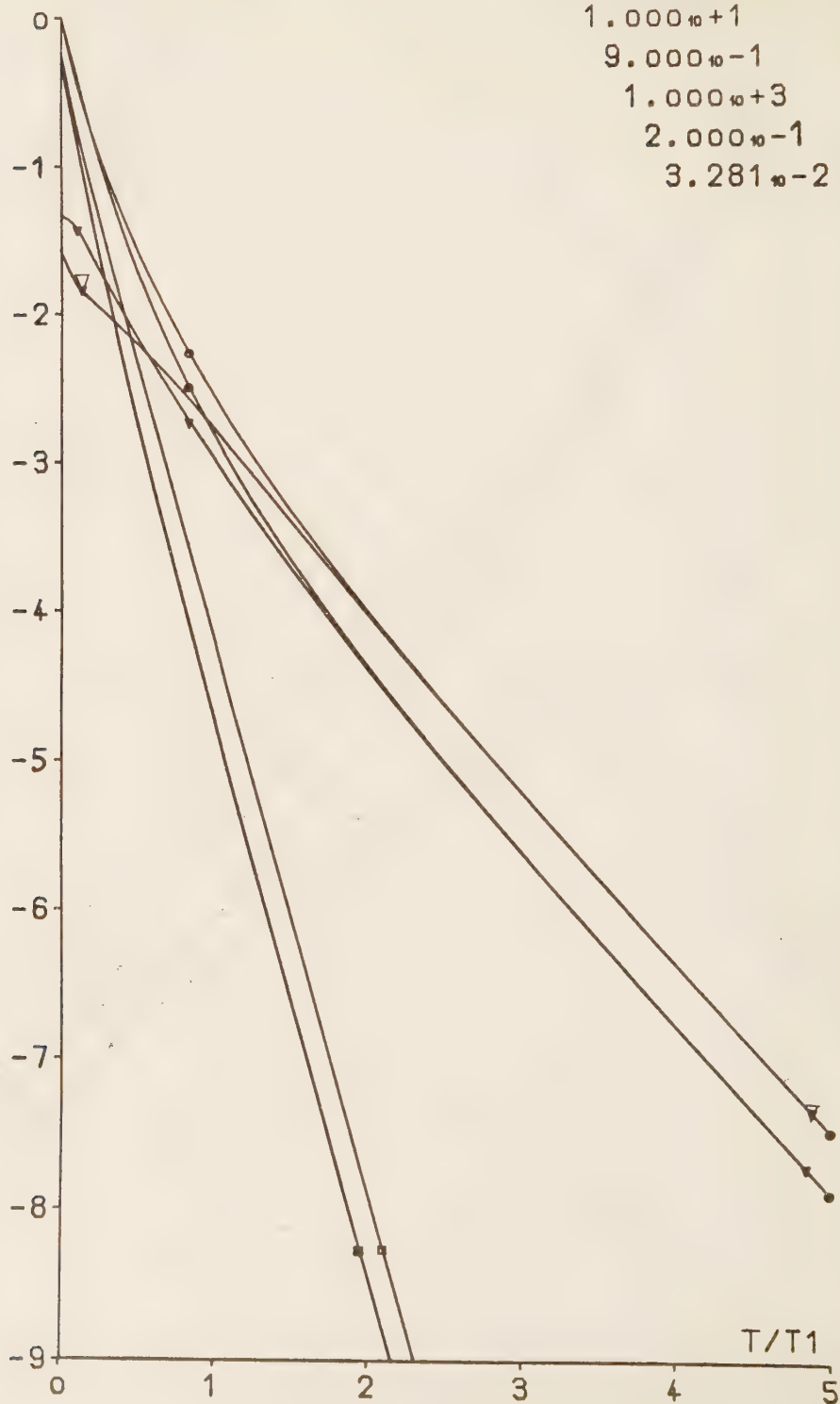
LN (N/NE)

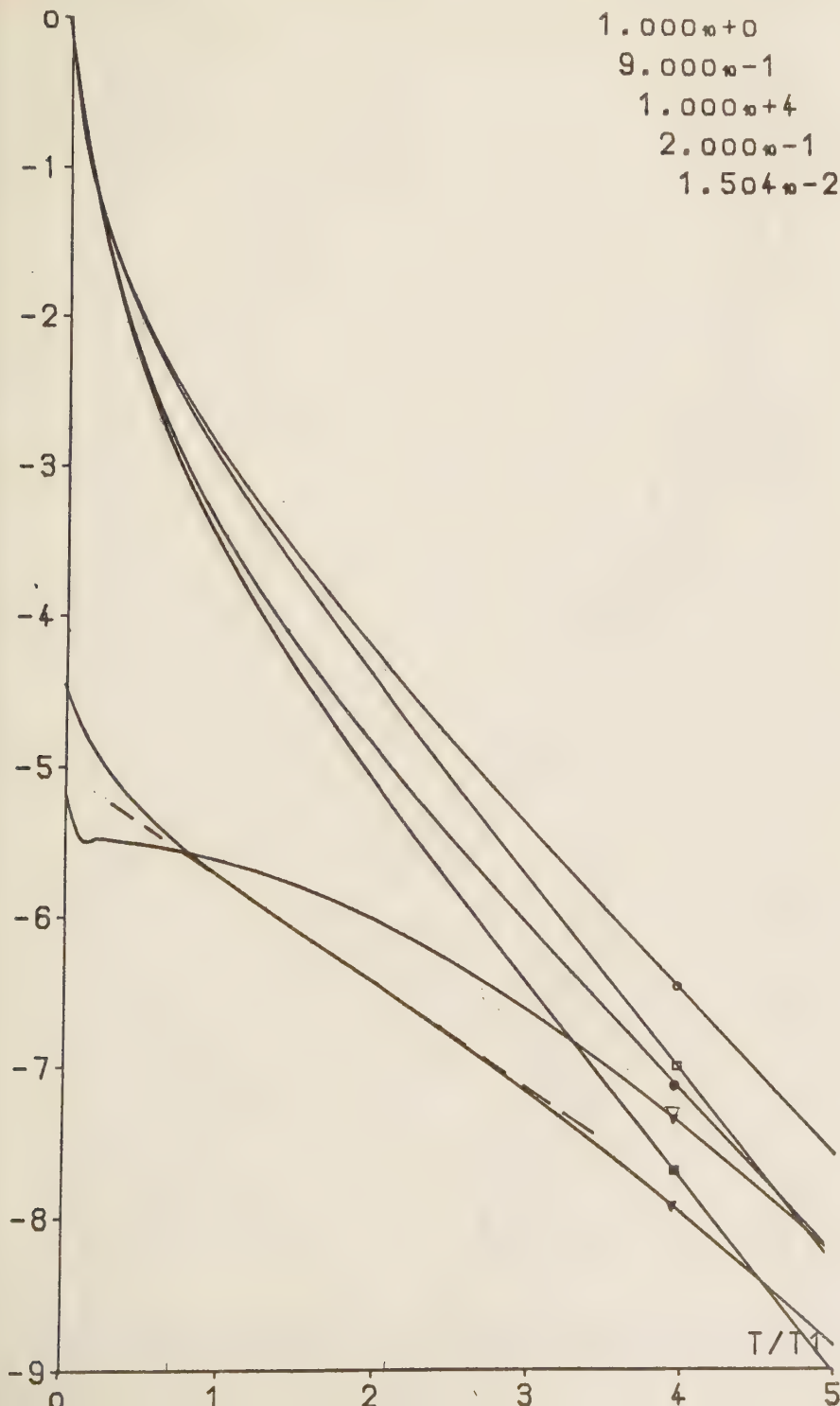
32

 2.000×10^0 1.000×10^0 9.000×10^{-1} 1.000×10^3 2.000×10^{-1} 4.207×10^{-2} 

LN (N/NE)

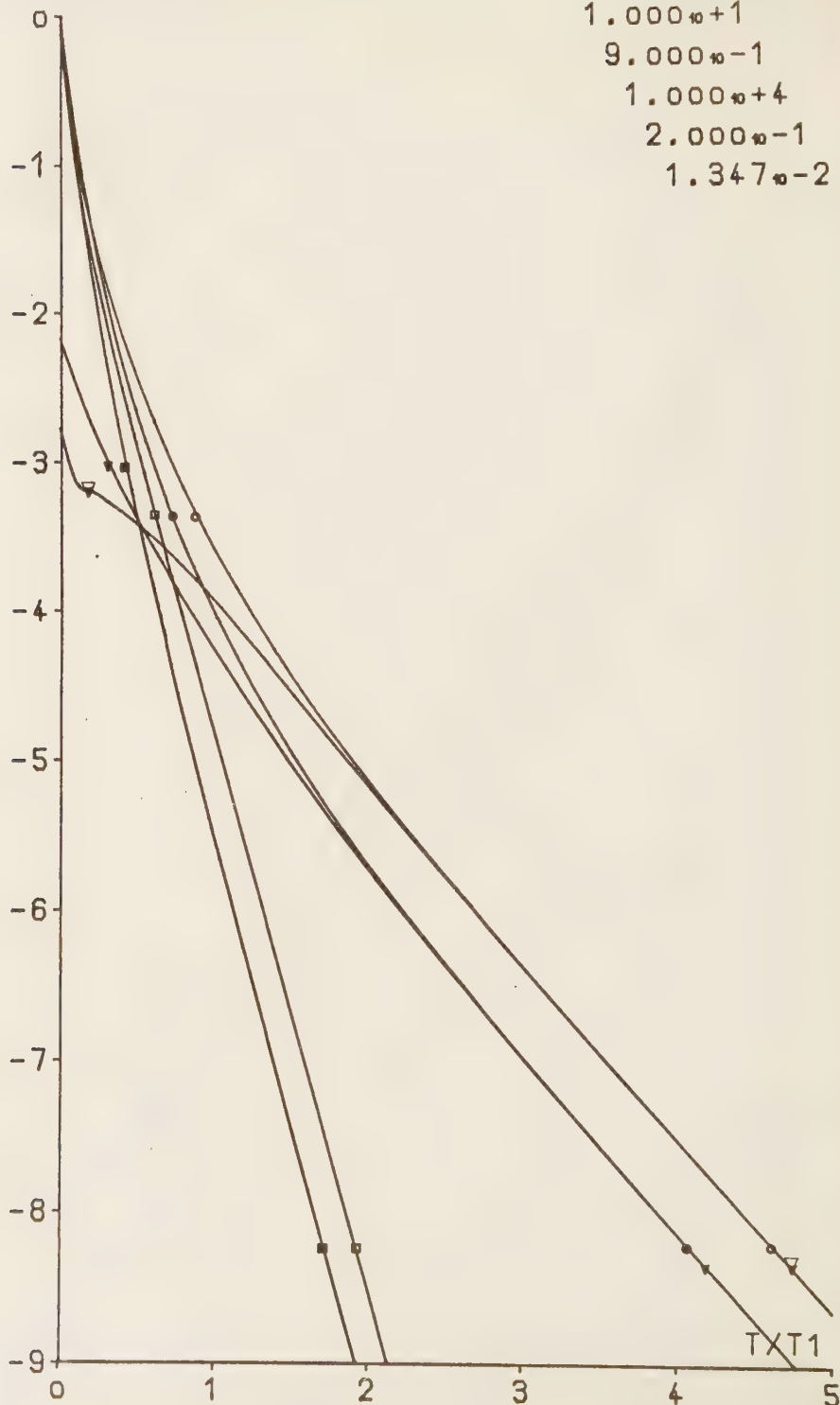
33

 2.000×10^0 1.000×10^1 9.000×10^{-1} 1.000×10^3 2.000×10^{-1} 3.281×10^{-2} 

2.000×10^0 1.000×10^0 9.000×10^{-1} 1.000×10^{-4} 2.000×10^{-1} 1.504×10^{-2} 

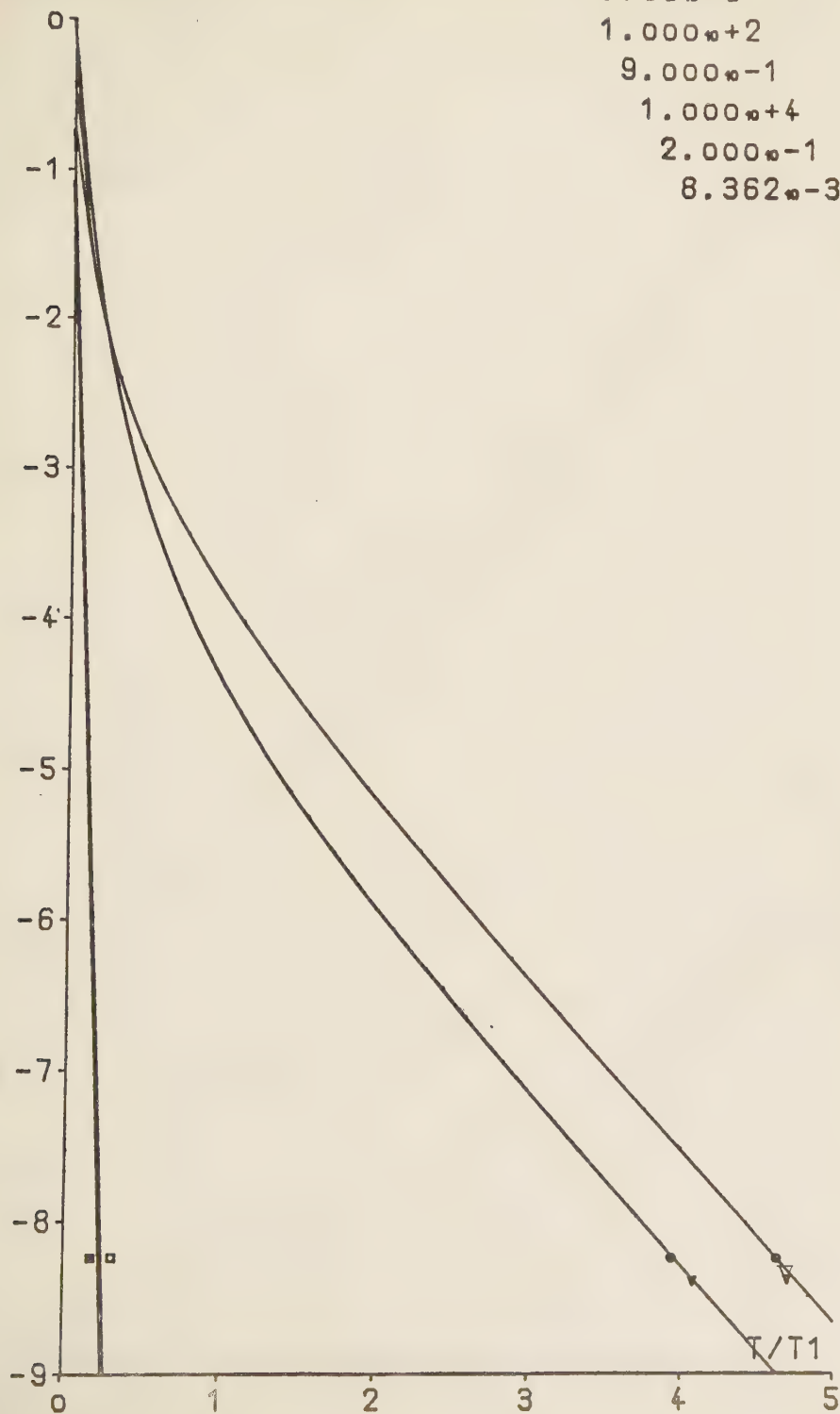
LN (N/NE)

35

 2.000×10^0 1.000×10^1 9.000×10^{-1} 1.000×10^4 2.000×10^{-1} 1.347×10^{-2} 

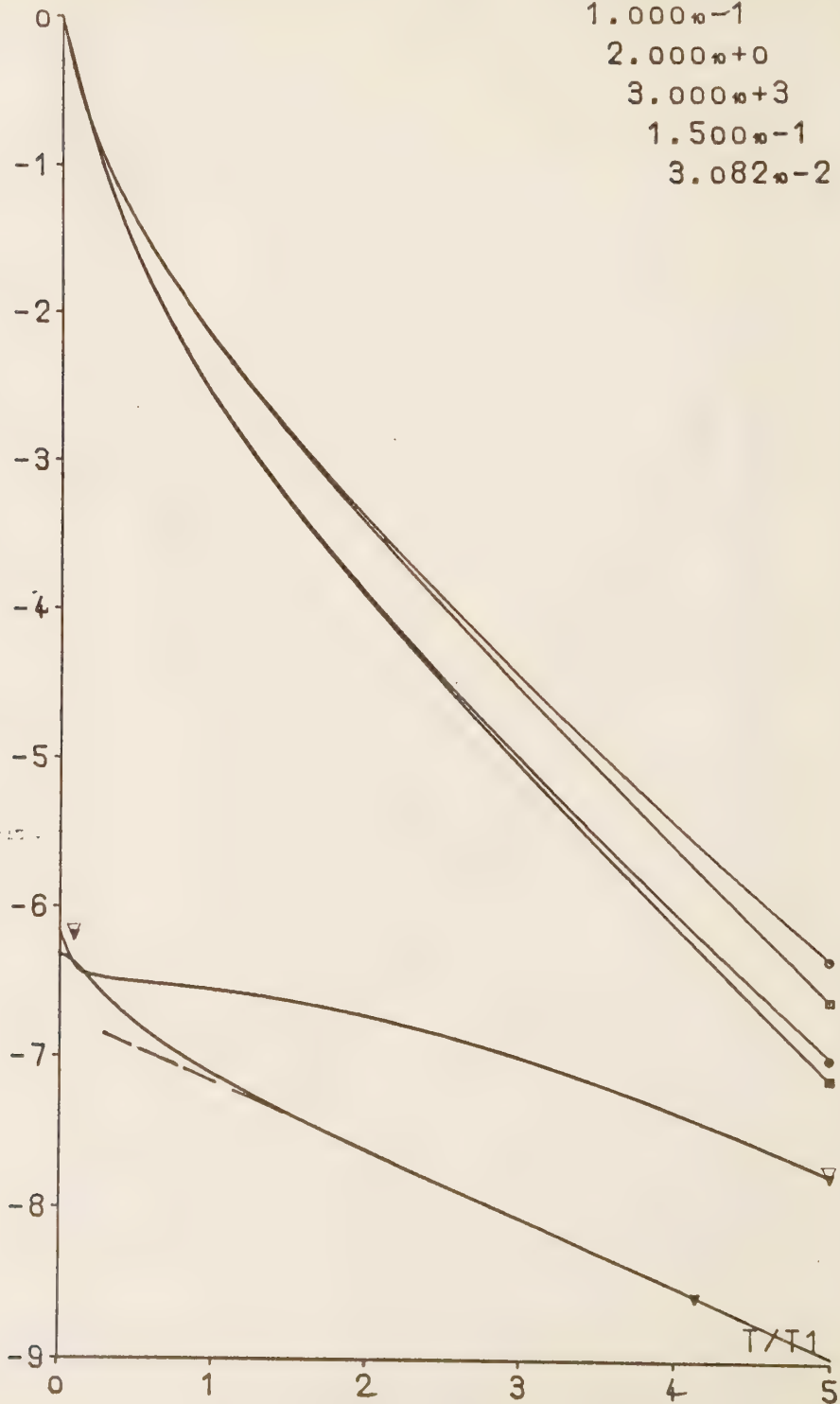
LN (N/NE)

36

2.000₁₀+01.000₁₀+29.000₁₀-11.000₁₀+42.000₁₀-18.362₁₀-3

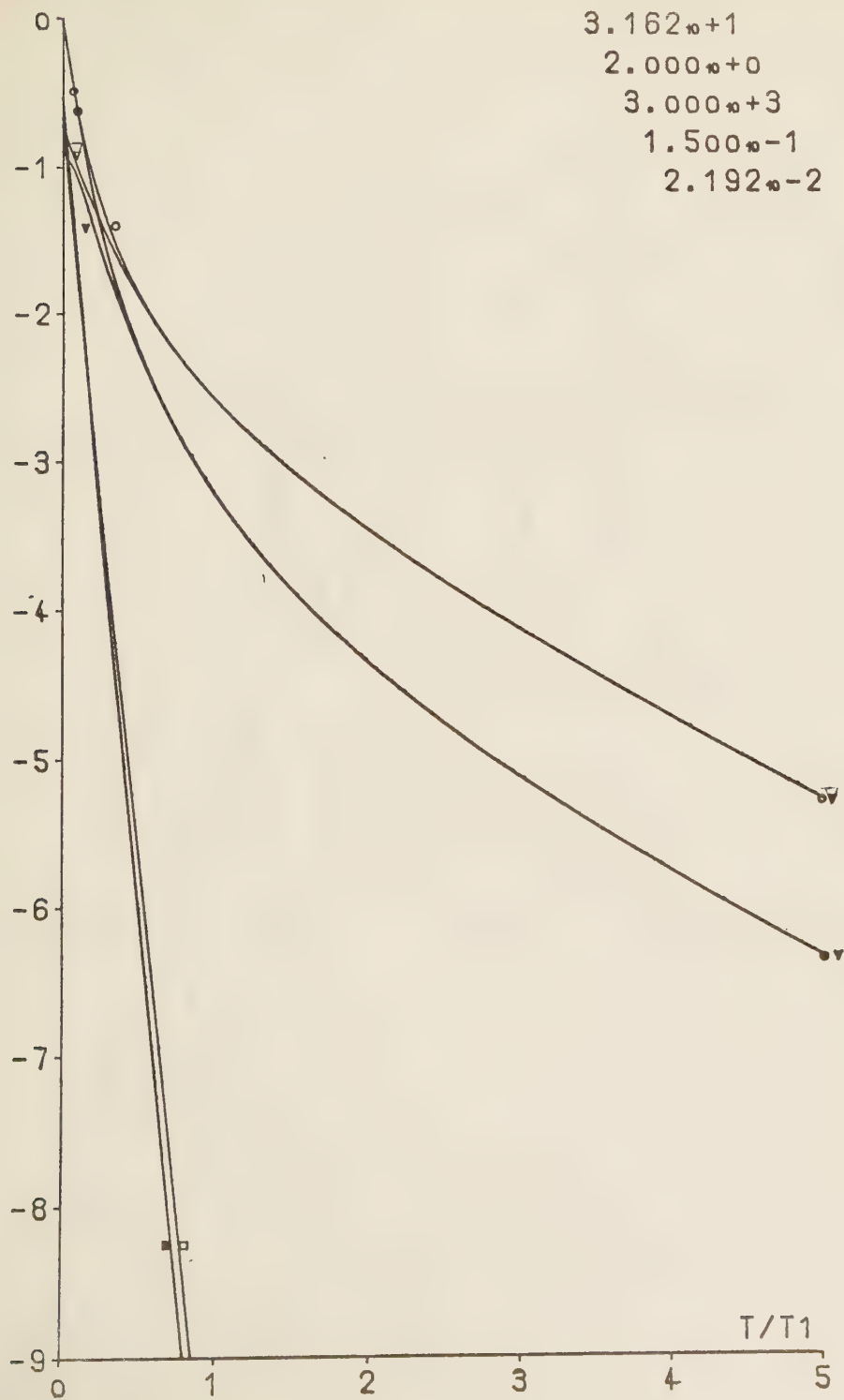
LN (N/NE)

37

 2.000×10^0 1.000×10^{-1} 2.000×10^0 3.000×10^3 1.500×10^{-1} 3.082×10^{-2} 

LN (N/NE)

38

 2.000×10^0 3.162×10^1 2.000×10^0 3.000×10^3 1.500×10^{-1} 2.192×10^{-2} 

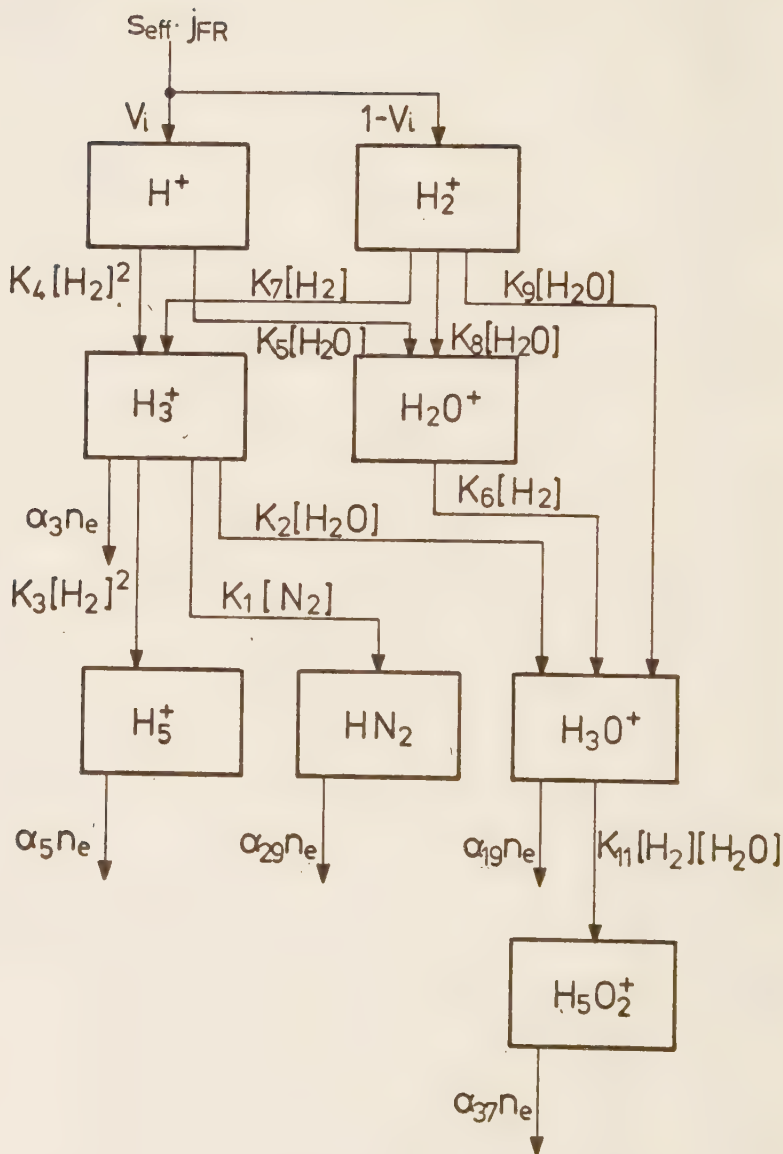


Abb. 39: Reaktionen im $\text{H}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ -Glimmlicht

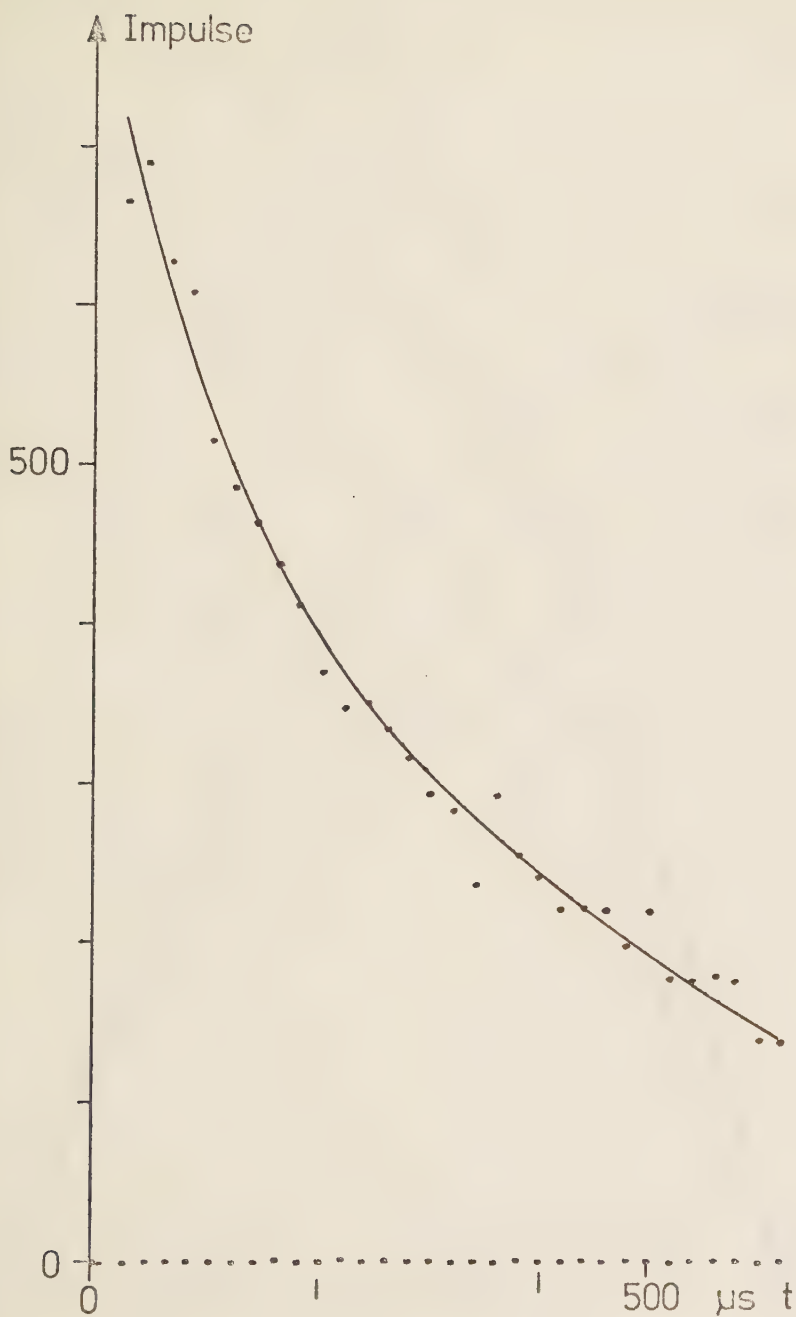


Abb. 40: Abklingkurve des Ions mit Masse 21 bei 2^{17} Messzyklen. Die Nulllinie ist bei Masse 22 mit 2^{15} Messzyklen aufgenommen.

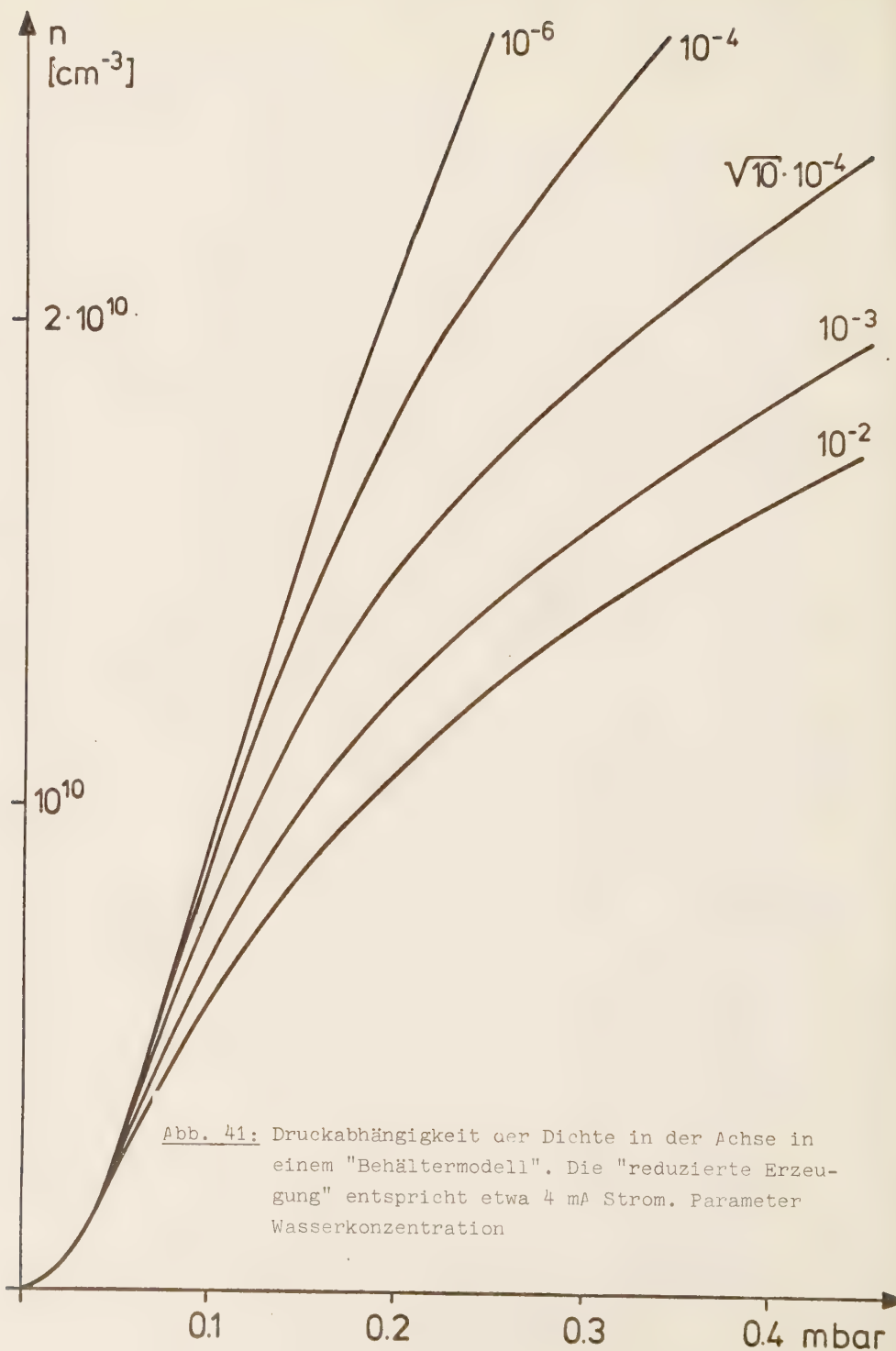


Abb. 41: Druckabhängigkeit der Dichte in der Achse in einem "Behältermodell". Die "reduzierte Erzeugung" entspricht etwa 4 mA Strom. Parameter Wasserkonzentration

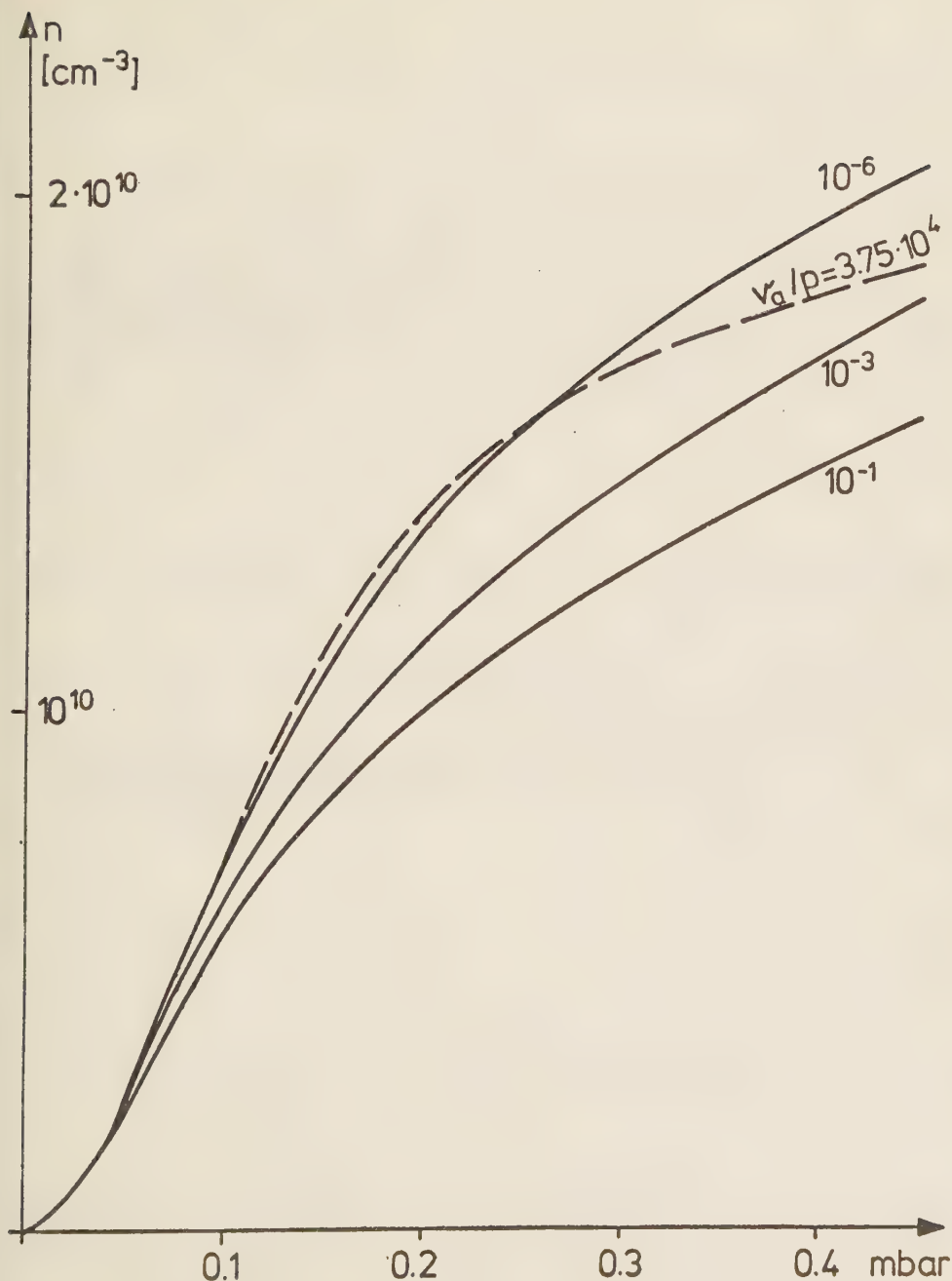


Abb. 42: Druckabhängigkeit der Achsendichte mit Zusatz von N_2 ($c_N = 10^{-3}$). Parameter Wasserkonzentration. Zum Vergleich: "Attachment"-Lösung.

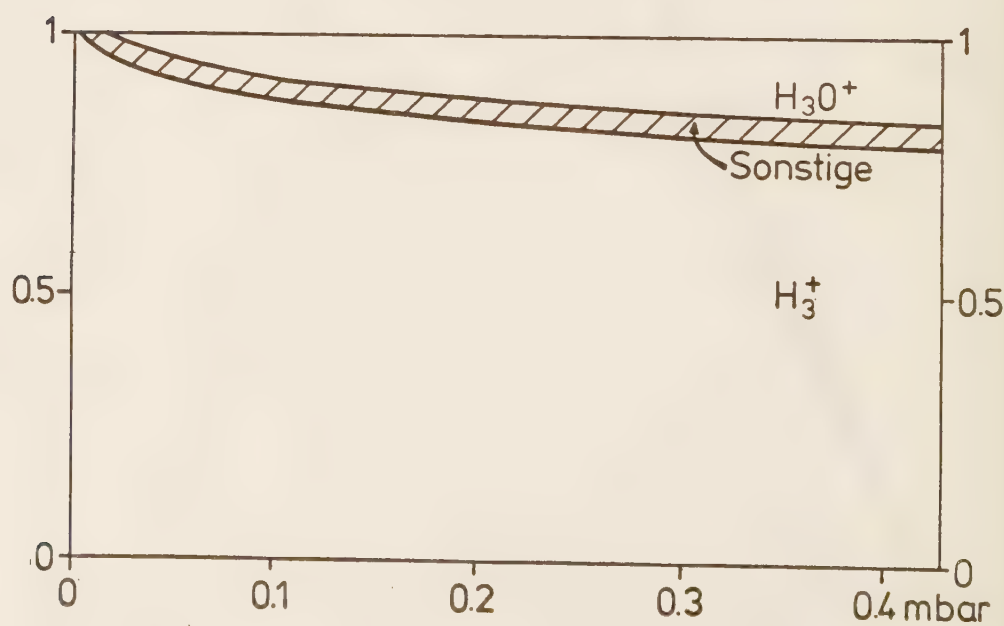
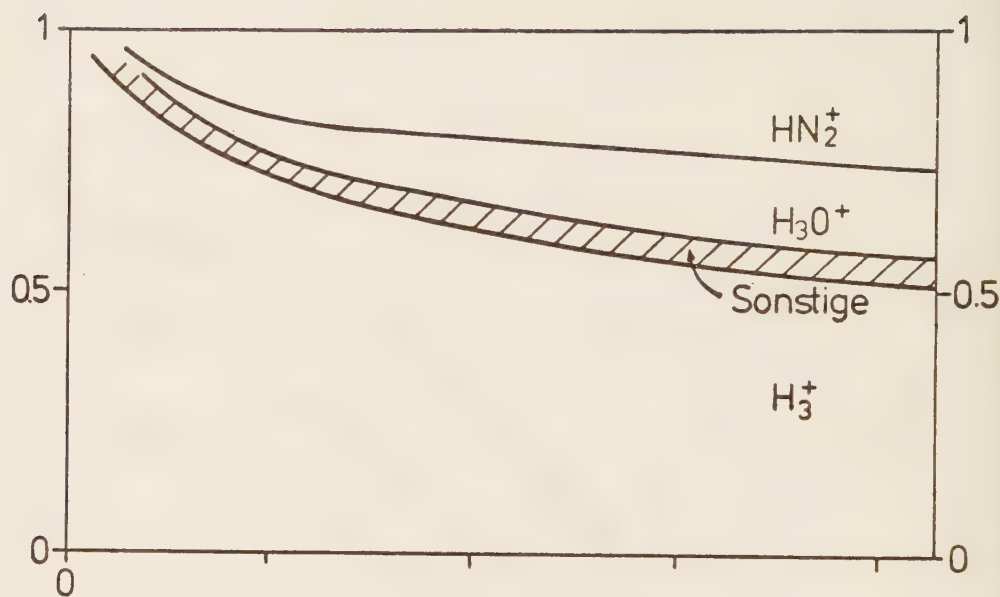


Abb. 43: Druckabhängigkeit der Ionenkonzentration im Behältermodell

a) $c_w = 10^{-4}$ $c_N = 10^{-4}$

b) $c_w = 10^{-4}$

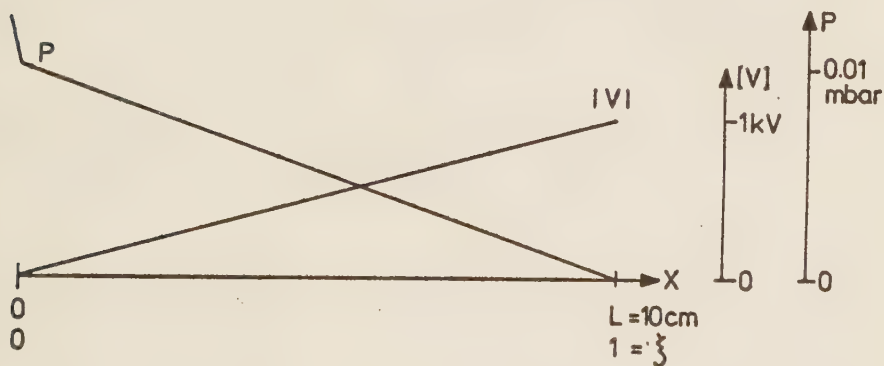
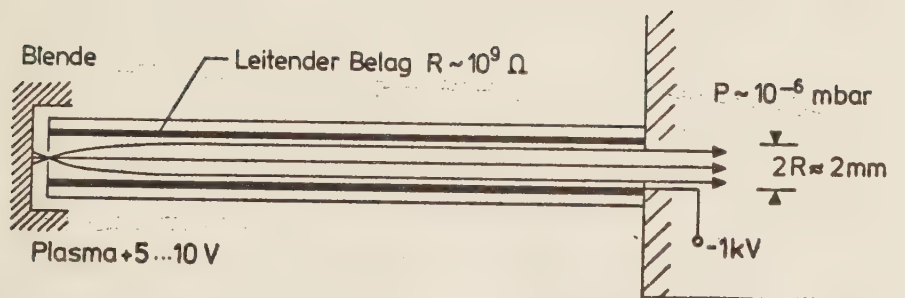


Abb. 44: "Nachbeschleunigungs-sonde" zur Ionenextraktion aus einem Plasma

Im Zusammenhang mit dieser Arbeit danke ich

Herrn Prof. Dr. W. Rollwagen, der mir als seinem Assistenten viel von seinen reichen Erfahrungen vermittelte, immer das Gefühl gab, ein Partner zu sein und schliesslich auch die Möglichkeit, die langwierige Arbeit ohne Existenzsorgen durchzuführen;

Herrn Prof. Dr. A. Heisen, der mir als Arbeitsgruppenleiter die grösstmögliche Freiheit liess und immer bereit war, auf mich einzugehen und mir, wenn nötig, zu helfen;

meinen Mitarbeitern, Herrn P. Taegert und F. Zite-Ferenczy für ihren Einsatz bei dem Aufbau der Anlage und den ersten Messungen, den sie als Diplomanden geleistet haben;

allen, die am Zustandekommen der Anlage Anteil haben:

Frl. Orth und Frl. Haschka für die Erledigung des "Papierkrieges",
Herrn Lederle für die Anfertigung technischer Zeichnungen,
Herrn Pfisterer und seinen Mitarbeitern in der Werkstatt für die Fertigung vieler Teile,
Herrn Selzle für sein Engagement, das Entladungsrohr "dicht zu bekommen" und die stete Bereitschaft, neue Konstruktionen schnell zu realisieren,
Herrn Kraupar für die exakte Durchführung vieler Schweissarbeiten,
Herrn Wanschura für den sorgfältigen Bau von Einzelteilen,
und nicht zuletzt Herrn Fellner für die Herstellung gedruckter Schaltungen, den Aufbau von Spannungsversorgungen, Leuchtdiodenanzeige und vieler anderer Komponenten sowie für die Anfertigung von Zeichnungen;

der Deutschen Forschungsgemeinschaft als Organisation für die Bereitstellung der Sachmittel und ihren Gutachtern für ihre Anregungen zum Einsatz des Rechners;

der Bayerischen Akademie der Wissenschaften für die Rechenerlaubnis;

Prof. Dr. K. Bohme von der York University, Toronto und Dr. W.T. Huntress vom "CalTech" für die Mitteilung unveröffentlichter Messwerte;

und schliesslich allen Kollegen aus Arbeitsgruppe und Lehrstuhl für harmonisches und fruchtbares Arbeitsklima.

Lebenslauf

Geboren in Berlin, am 16.3.1941 als Sohn des Kaufmanns Rolf Wunderer und seiner Ehefrau Irmgard, lebte ich seit Kriegsende in Rain/Lech.

Dort besuchte ich ab 1947 vier Klassen der Volksschule; anschließend in Neuburg/Donau das Humanistische Gymnasium, wo ich 1960 das Abitur ablegte.

Nach Wehrdienst bis März 1962 begann ich im Sommersemester 1962 mit dem Studium der Physik an der Universität München. Die Diplom-Vorprüfung bestand ich im Dezember 1964.

Mit der Diplomarbeit begann ich 1967 am Lehrstuhl von Prof. Rollwagen; das Thema betraf phänomenologische Glimmlichtmodelle. Die Diplom-Hauptprüfung legte ich im November 1968 ab.

Seit März 1969 war ich als Verwalter einer Assistentenstelle bzw. wissenschaftliche Hilfskraft bei Prof. Rollwagen an Übungen zu mehreren seiner Anfängervorlesungen in Elektrizitäts- und Wärmelehre sowie Optik und an Praktikumsbetreuung beteiligt.

Die Planungen zur Dissertation begannen Anfang 1970, die Mittel zu ihrer Durchführung wurden im Herbst dieses Jahres von der DFG bewilligt. Im Laufe der Arbeiten habe ich zwei Diplomanden angeleitet, die Teilaufgaben beim Aufbau der Apparatur und bei den Messungen übernommen hatten.

